

Guilherme Piazza Zanette

CONDENSAÇÃO CONVECTIVA NO INTERIOR DE UM
PERFIL DE ALUMÍNIO TIPO MPE CONTENDO OITO
MICROCANAIS PARALELOS

Dissertação submetida ao Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
da Universidade Federal de Santa
Catarina para a obtenção do Grau de
mestre em Engenharia Mecânica
Orientador: Prof. Dr. Júlio César Passos
Coorientador: Prof. Dr. Saulo Güths

Florianópolis
2015

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária
da UFSC.

Zanette, Guilherme Piazza

Condensação Convectiva no Interior de um Perfil de Alumínio tipo
MPE contendo Oito Microcanais Paralelos /

Guilherme Piazza Zanette; orientador, Júlio César

Passos; coorientador, Saulo Güths - Florianópolis, SC, 2015.

169 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Condensação. 3. Microcanais.
4. MultiPort Extruded. 5. R134a. I. Passos, Júlio César. II.
- Güths, Saulo. III. Universidade Federal de Santa Catarina.
- Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

Guilherme Piazza Zanette

CONDENSAÇÃO CONVECTIVA NO INTERIOR DE UM
PERFIL DE ALUMÍNIO TIPO MPE CONTENDO OITO
MICROCANAIS PARALELOS

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do Título de “Mestre em Engenharia Mecânica” e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Florianópolis, 06 de Março de 2015.

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr.
Coordenador do Programa

Banca Examinadora:

Prof. Júlio César Passos, Dr. UFSC
Orientador/Presidente

Prof. Saulo Güths, Dr. UFSC
Coorientador

Prof. Jacqueline Biancon Copetti, Dr^a. UNISINOS

Prof. Jorge Luiz Goes Oliveira, Dr. UFSC

Prof. Amir Antônio Martins de Oliveira Junior, Ph.D. UFSC

Este trabalho é dedicado à minha família pela inspiração e apoio, em especial meus avôs e meus pais.

AGRADECIMENTOS

Quero expressar meus agradecimentos a todos que contribuíram para a realização desta dissertação de mestrado: a CAPES pelo apoio financeiro; ao LEPTEN e ao POSMEC pelo espaço físico e recursos necessários para os equipamentos; a meu orientador, o Professor Júlio César Passos, pela oportunidade oferecida de trabalhar na área da condensação, aos colegas de laboratório por todos os momentos agradáveis e por toda a ajuda que me foi prestada, em especial ao doutorando Jeferson Diehl pela grande ajuda com meu trabalho e incentivo, e também ao Marcel van der Berg pelas incontáveis horas de ajuda e amizade. À estudante de iniciação científica Polyana Coan por toda a ajuda prestada. À minha família pelo suporte nas horas difíceis e por acreditar no meu potencial e que este sonho pudesse ser alcançado, e à Diele Tramontin que me proporcionou suporte emocional e afetivo durante todo o curso.

“ Não existe triunfo sem perda, não há vitória sem sofrimento, não há liberdade sem sacrifício.”
J. R. Tolkien, O senhor dos Anéis, 2003.

RESUMO

A condensação convectiva no interior de oito microcanais, com diâmetro hidráulico de 1,24 mm, contidos em um perfil comercial do tipo MPE (*Multi Port Extruded*) de alumínio foi estudada nesta dissertação. O fluido de trabalho empregado foi o R134a, e o modo de resfriamento foi obtido por meio de um sumidouro de calor constituído de um fluxo forçado de mistura de água e etileno glicol a temperaturas entre -6 e -12°C. Um aspecto inovador neste aparato experimental foi a medição do fluxo de calor utilizando transdutores de fluxo de calor. Foram realizados testes monofásicos para a queda de pressão e transferência de calor a fim de validar o aparato experimental mediante a comparação dos resultados com os calculados com as correlações da literatura. Testes em condensação foram feitos com fluxos mássicos variando entre 154 e 308 kg/m²s, títulos variando entre 0,97 e 1, fluxos de calor entre 8,1 e 12,2 kW/m² e pressões entre 6,8 e 9,6 bar. De acordo com o mapa de padrões de Coleman e Garimella os pontos de operação testados indicaram os padrões anular-misto e anular. Os resultados experimentais comparados às correlações de Cavallini (2006) forneceram os menores desvios médios absolutos: 16,7% para a queda de pressão e 77,5% para o coeficiente de transferência de calor.

Palavras-chave: Condensação, Microcanais, MPE, Microcanais Paralelos, Queda de pressão, R-134a.

ABSTRACT

The convective condensation inside eight microchannels, with hydraulic diameter equal to $1,24\text{ mm}$, contained in a profile type MPE (*Multi Port Extruded*) of aluminum was studied in this work. The working fluid used is R134a, and its cooling was made by a heat sink constituted by a water ethylenglicol mixture forced flow at temperatures between -6 and -12°C . An innovative aspect in this experimental apparatus was the measurement of the heat flux using heat flux transducers. Single-phase tests for pressure drop and heat transfer were made in order to validate the experimental apparatus comparing the data to the results from the classic literature correlations for single-phase flow. Tests on condensation were made with mass flows ranging from 154 to $308\text{ kg} / \text{m}^2\text{s}$, quality ranging from $0,97$ to 1 , heat flows between $8,1$ to $12,2\text{ kW} / \text{m}^2$ and pressures between $6,8$ to $9,6\text{ bar}$. According to the flow pattern map of Coleman and Garimella, the data points tested show annular-mist and annular flow patterns. The experimental results comparing with the correlations of Cavallini (2006) provided the least average deviations: 16.7% for the pressure drop and 77.5% for the heat transfer coefficient.

Keywords: Condensation, Microchannels, MPE, Paralel Microchannels, Pressure Drop, R134a.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Tensões interfaciais agindo sobre uma gota em repouso.	31
Figura 2 – Força de adesão.	32
Figura 3 – Força de Coesão.	33
Figura 4 – Curvas de condensação para o vapor d'água.	35
Figura 5 – Condensação em gotas sobre superfície vertical.	37
Figura 6 – Condensação de vapor em parede plana.	38
Figura 7 – Superfície inclinada utilizada no cálculo do modelo de Nusselt.	39
Figura 8 – Comparação entre modos de condensação e aplicação da teoria de Nusselt.	40
Figura 9 – Tipos de condensadores. (a) Resfriado a ar; (b) e (c) Resfriado a água; (d) Evaporativo.	41
Figura 10 – Variação do coeficiente de transferência de calor de acordo com o diâmetro hidráulico do canal.	42
Figura 11 – Padrões bifásicos e linhas de transição dos padrões de escoamento para diferentes diâmetros de canais.	43
Figura 12 – Modos de arranjo dos microcanais normalmente encontrados (a) e formas geométricas da seção transversal (b).	45
Figura 13 – Canais sem microaletas (a) e com microaletas (b).	46
Figura 14 – Resultados obtidos por Rose e Wang (2006) para a condensação em canais retangulares, no regime anular.	47
Figura 15 – Exemplos de resultados obtidos por Rose e Wang (2006) para a condensação em canais circulares no regime anular.	48
Figura 16 – Coeficiente de transferência médio ao longo do canal para diferentes seções transversais.	49
Figura 17 – Exemplo de má distribuição de vazão entre os microcanais paralelos.	50
Figura 18 – Regimes e padrões de escoamento em condensação.	51
Figura 19 – Regimes de escoamento comumente encontrados na condensação.	52
Figura 20 – Mapa de padrões de escoamento proposto por Hewitt e Roberts (1969) para canais convencionais.	54
Figura 21 – Mapa de padrões de escoamento na condensação para um tubo circular com 4,91 mm de diâmetro.	54
Figura 22 – Mapa de padrões de escoamento para canal 2 x 2 mm.	55
Figura 23 – Corte transversal de um canal retangular mostrando seus lados.	61
Figura 24 – Diagrama da Bancada Experimental.	76
Figura 25 – Foto da caldeira.	77
Figura 26 – Superaquecedor com isolamento térmico.	78
Figura 27 – Fonte de potência utilizada pelo superaquecedor.	79
Figura 28 – Medidor de vazão mássica do tipo Coriolis.	79
Figura 29 – Seção de teste em vista explodida contendo os manifolds e o perfil de alumínio MPE.	82
Figura 30 – Montagem final da seção de testes com estrutura de suporte.	82

Figura 31 – Corte transversal do perfil de alumínio mostrando os microcanais.	83
Figura 32 – Medição da área dos canais feita por tomografia computadorizada.	83
Figura 33 – Formato final do manifold em vista isométrica.	84
Figura 34 – Vista mostrando os rebaixos e chanfros feitos nos manifolds.	84
Figura 35 – Conexões utilizadas para os sensores e tubulações.	85
Figura 36 – Manifold com a união das conexões finalizada.	85
Figura 37 – Seção de testes finalizada.	86
Figura 38 – Fotografia da secção de teste, após brasagem.	87
Figura 39 – Medidor de pressão diferencial.	88
Figura 40 – Medidor de pressão absoluta.	89
Figura 41 – Sumidouros de calor.	90
Figura 42 – Placa de cobre utilizada para contato entre o sumidouro e o perfil MPE.	90
Figura 43 – Fluxímetro de calor.	91
Figura 44 – Posicionamento dos fluxímetros de calor e das placas de cobre.	92
Figura 45 – Funcionamento de um fluxímetro de calor.	92
Figura 46 – Localização dos termopares.	93
Figura 47 – Espaçamento lateral entre termopares.	94
Figura 48 – Termopares colados.	94
Figura 49 – Defasagem dos conjuntos fluxímetro de calor e placa de cobre.	95
Figura 50 – Localização dos termopares no lado superior do perfil de alumínio (a) e no lado inferior do mesmo (b), em mm.	96
Figura 51 – Pós-condensador em corte.	97
Figura 52 – Bomba utilizada na bancada de testes.	98
Figura 53 – Combinações de ajustes possíveis na bancada de testes.	101
Figura 54 – Variação da vazão mássica em um intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.	102
Figura 55 – Variação da pressão no intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.	103
Figura 56 – Variação da queda de pressão para um intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.	104
Figura 57 – Variação do fluxo de calor medido pelos fluxímetros em 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.	104
Figura 58 – Resultados para queda de pressão monofásica.	110
Figura 59 – Comparação do fator de atrito de <i>fanning</i> com o numero de Reynolds.	111
Figura 60 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e calculados pela correlação de Blasius (1913), Equação 2.37.	111
Figura 61 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e calculados pela correlação de Philips (1987), Equação 2.38.	112
Figura 62 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e o fator de atrito calculado pela correlação de Kandlikar e Grande (2003), Equação 2.43.	113

Figura 63 – Resultados obtidos para o coeficiente de transferência de calor monofásico líquido para temperaturas diferentes do banho térmico.	114
Figura 64 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Dittus-Boelter (1930,1985), Equação 2.79.	115
Figura 65 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Choi (1991), Equação 2.80.	116
Figura 66 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Wu (1984), Equação 2.81.	116
Figura 67 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Yu (1995), Equação 2.82.	117
Figura 68 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Adams (1998), Equação 2.83.	117
Figura 69 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Petuckov (1970), Equação 2.87.	118
Figura 70 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Hausen (1943), Equação 2.88.	118
Figura 71 – Pontos experimentais plotados no mapa de padrões de escoamento proposto por Coleman e Garimella para canais de seção quadrada e $Dh = 1mm$	120
Figura 72 – Queda de pressão no escoamento em condensação.	121
Figura 73 – Comparação entre dados experimentais e correlação para queda de pressão utilizando o modelo homogêneo, Equações 2.48 a 2.50.	123
Figura 74 – Comparação de dados experimentais de queda de pressão com a correlação de Cavallini (2006), equações 2.63 a 2.70.	123
Figura 75 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Zhang e Webb (2001), Equações 2.61 e 2.62.	124
Figura 76 – Comparação com dados experimentais e correlação de Yu (2002), Equações 2.77 e 2.78.	124
Figura 77 – Variação da taxa de remoção de calor ao longo do MPE.	125
Figura 78 – Variação da temperatura de parede externa do MPE em sua extensão.	126
Figura 79 – Variação do coeficiente de transferência de calor ao longo do MPE.	126
Figura 80 – Variação do título ao longo do canal.	128
Figura 81 – Influência da vazão do coeficiente de transferência de calor.	129
Figura 82 – Influência da vazão no coeficiente de transferência de calor.	130
Figura 83 – Influência da vazão no título.	131
Figura 84 – Influência da pressão de entrada no coeficiente de transferência de calor.	132
Figura 85 – Coeficientes de transferência de calor médios encontrados.	134
Figura 86 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Chato (1962), Equação 2.90.	134
Figura 87 – Correlação de Cavallini (2006) em comparação com resultados experimentais, Equações 2.95 a 2.99.	135

Figura 88 – Comparação dos resultados experimentais com a correlação de Haragushi, Koyama e Fuji (1994), Equações 2.91 e 2.92.....	135
Figura 89 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Shah (1979), Equação 2.94.....	136
Figura A.1: Comparação dos resultados obtidos pelo cálculo	151
Figura B.1 – Curva de pressão versus temperatura para o fluido R134a	156
Figura C.1 – Fluxímetros de calor e resistência skin-heater no centro.	159
Figura C.2 – Posicionamento dos fluxímetros de calor.	160
Figura C.3 – Sistema de calibração montado e isolado.	160
Figura C.4 – Sumidouro com os fluxímetros e resistência unidos.	161
Figura C.5– Sumidouro de calor utilizado.....	161
Figura C.6 – Gráfico de erro dos termopares.....	169

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores dos coeficientes para equação da fração de vazio, Equação 2.22.	56
Tabela 2 – Valores propostos para a constante C do modelo de Lockhart e Martinelli.	65
Tabela 3 – Propriedades do fluido R134a á uma pressão de 8,4 <i>bar</i>	75
Tabela 4 – Calibração do Medidor de Vazão Coriolis para R134a a 10 <i>bar</i> e 65°C.....	80
Tabela 5 – Propriedades do perfil MPE.	81
Tabela A.1 – Vazões calculadas pelo superaquecedor e obtidas pelo medidor de vazão coriolis.	150
Tabela C.1 – Calibrações dos primeiros fluxímetros de calor	162
Tabela C.2 – Calibração dos fluxímetros, coeficientes encontrados.	163
Tabela C.3 – Coeficientes encontrados para os termopares.	166

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Maiúsculas	Definição	Unidade
<i>A</i>	Área	m^2
<i>Bo</i>	Número de Bond	-
<i>C</i>	Constante de Lockhart e Martinelli	-
<i>Co</i>	Número de confinamento	-
<i>D</i>	Diâmetro	m
<i>E</i>	Quantidade de fluido na forma de gotas	-
<i>F</i>	Razão de aspecto	-
<i>F'</i>	Força	N
<i>G</i>	Velocidade Mássica	kg/m^2s
<i>H</i>	Altura do canal	m
<i>I</i>	Parâmetro	-
<i>J</i>	Parâmetro	-
<i>L</i>	Constante de Laplace	-
<i>M</i>	Parâmetro	-
<i>N</i>	Parâmetro	-
<i>Nu</i>	Número de Nusselt	-
<i>Pr</i>	Número de Prandtl	-
<i>Pm</i>	Perímetro molhado	m
<i>Q</i>	Taxa de calor	W
<i>Ra</i>	Rugosidade Relativa	-
<i>Re</i>	Número de Reynolds	-
<i>S</i>	Fator de escorregamento	-
<i>T</i>	Temperatura	$^{\circ}C$
<i>T⁺</i>	Temperatura turbulenta adimensional	-
<i>U</i>	Incerteza Expandida	%
<i>V</i>	Tensão	V
<i>W</i>	Largura do canal	m
<i>We</i>	Número de Weber	-
<i>X</i>	Parâmetro de Lockhart e Martinelli	-
<i>Y</i>	Parâmetro	-
<i>Z</i>	Comprimento do canal	m

Letras Minúsculas	Definição	Unidade
<i>a</i>	Coefficiente	-
<i>b</i>	Coefficiente	-
<i>c</i>	Coefficiente	-
<i>e</i>	Rugosidade relativa	μm
<i>e_{sp}</i>	Espessura	m
<i>f</i>	Fator de atrito de fanning	-
<i>g</i>	Aceleração da gravidade	m/s^2
<i>h</i>	Coefficiente de transferência de calor	W/m^2K
<i>i</i>	Entalpia	J/kg
<i>j</i>	Velocidade	m/s
<i>k</i>	Condutividade térmica	W/mK
<i>l</i>	<i>Comprimento</i>	<i>m</i>
<i>ṁ</i>	Vazão mássica	kg/s
<i>m</i>	Parâmetro	-
<i>n</i>	Parâmetro	-
<i>p</i>	Pressão	Pa
<i>q''</i>	Fluxo de calor	kW/m^2
<i>r</i>	Resistência elétrica	Ω
<i>u*</i>	Velocidade de atrito	m/s
<i>u</i>	Incerteza	-
<i>v</i>	Velocidade do fluxo	m/s
<i>x</i>	Título de vapor	-

Letras Gregas	Definição	Unidade
α	Fração de Vazio	-
	Parâmetro	-
β	Coefficiente	-
γ	Coefficiente	-
δ^+	Espessura da película de condensado	-
η	Eficiência de isolamento	-

θ	Ângulo	Graus
μ	Viscosidade	Pas
$\bar{\mu}$	Viscosidade média	Pas
ξ	Parâmetro	-
ρ	Massa específica	kg/m^3
$\bar{\rho}$	Massa específica média	kg/m^3
τ_i	Tensão de atrito interfacial	N/m
σ	Tensão	N/m
ϕ	Multiplicador bifásico	-
Ω	Parâmetro	-

Subscritos	Definição
<i>atrito</i>	-
<i>amb</i>	Ambiente
<i>a</i>	Adesão
<i>ann</i>	-
<i>an</i>	Anular
<i>b</i>	Coefficiente
<i>bf</i>	Bifásico
<i>c</i>	Coesão
<i>crit</i>	Crítica
<i>condens</i>	Condensação
<i>d</i>	Desvio padrão
<i>desaceleração</i>	-
<i>duto</i>	Tubo
<i>entrada</i>	-
<i>experimental</i>	-
<i>espaço</i>	Local entre as placas de cobre
<i>estrat</i>	Estratificado
<i>eq</i>	Equivalente
<i>e</i>	Espalhamento
<i>f</i>	Fluido
<i>flux</i>	Fluxímetro de calor
<i>g</i>	Vapor
<i>gn</i>	Gnielinski
<i>h</i>	Hidráulico
<i>i</i>	Seqüência

<i>l</i>	Líquido
<i>ll</i>	Laminar-laminar
<i>lt</i>	Laminar-turbulento
<i>lv</i>	Líquido-vapor
<i>média</i>	-
<i>micro</i>	Microcanal
<i>mudança de fase</i>	-
<i>p</i>	Parede
<i>parede</i>	-
<i>placa</i>	-
<i>red</i>	Reduzida
<i>sat</i>	Saturação
<i>sv</i>	Sólido-vapor / Somente Vapor
<i>sl</i>	Sólido-líquido / Somente
<i>saída</i>	Líquido
<i>teórico</i>	-
<i>tp</i>	-
<i>t</i>	-
<i>total</i>	-
<i>tl</i>	Turbulento-laminar
<i>tt</i>	Turbulento-turbulento
<i>v</i>	Vapor
<i>V</i>	Tensão

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	29
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	31
2.1 O FENÔMENO DA CONDENSAÇÃO	31
2.1.1 Ângulo de Contato e Molhabilidade.....	31
2.1.2 Modos de Condensação	34
2.1.2.1 Condensação em Gotas.....	35
2.1.2.2 Condensação em Película	37
2.2 TIPOS DE CONDENSADORES	40
2.3 DISTINÇÃO ENTRE MACRO E MICROCANAIS	42
2.4 FORMATOS DE CANAIS	44
2.5 DISTRIBUIÇÃO DO ESCOAMENTO	49
2.6 PADRÕES DE ESCOAMENTO NA CONDENSAÇÃO	50
2.7 MAPAS DE PADRÕES DE ESCOAMENTO	53
2.8 FRAÇÃO DE VAZIO	55
2.9 DEFINIÇÕES IMPORTANTES	57
2.9.1 Número de Reynolds.....	57
2.9.2 Outros Números Adimensionais	58
2.10 QUEDA DE PRESSÃO	59
2.10.1 Queda de Pressão em escoamentos Monofásicos.....	59
2.10.2 Queda de Pressão em escoamentos Bifásicos.....	61
2.10.2.1 Modelo Homogêneo	62
2.10.2.2 Modelo de Fases Separadas.....	63
2.10.3 Correlações e Modelos para o Cálculo dos Multiplicadores Bifásicos.....	64
2.11 TRANSFERÊNCIA DE CALOR	68
2.11.1 Transferência de Calor em escoamentos Monofásicos	68
2.11.2 Transferência de Calor em escoamentos em Condensação.....	70
2.12 RESUMO.....	74
3. MATERIAIS E MÉTODOS	75
3.1 PROPRIEDADES DO FLUIDO.....	75
3.2 BANCADA EXPERIMENTAL	75
3.3 CALDEIRA ELÉTRICA.....	77
3.4 SUPERAQUECEDOR	78
3.5 MEDIÇÃO DE VAZÃO	79

3.6	SEÇÃO DE TESTES	80
3.7	TRANSDUTORES DE PRESSÃO	87
3.8	SUMIDOUROS DE CALOR.....	89
3.9	TRANSDUTORES DE FLUXO DE CALOR	91
3.10	MEDIÇÃO DE TEMPERATURA DO MPE.....	93
3.11	PÓS-CONDENSADOR.....	96
3.12	FILTRO.....	97
3.13	BOMBA.....	97
3.14	AQUISIÇÃO DE SINAIS	98
3.15	OPERAÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL	99
3.15.1	Carregamento do Fluido de Trabalho	99
3.15.2	Obtenção das Condições Iniciais	100
3.15.3	Influência dos Ajustes	100
4.	TRATAMENTO DOS DADOS.....	105
4.1	ESCOAMENTO MONOFÁSICO	105
4.1.1	Queda de Pressão.....	105
4.1.2	Transferência de Calor	106
4.2	ESCOAMENTO BIFÁSICO	107
4.2.1	Queda de Pressão.....	107
4.2.2	Transferência de Calor	107
5.	RESULTADOS.....	109
5.1	TESTES COM ESCOAMENTO MONOFÁSICOS	109
5.1.1	Queda de Pressão.....	109
5.1.2	Transferência de Calor	113
5.2	TESTES DE CONDENSAÇÃO	119
5.2.1	Queda de Pressão.....	120
5.2.2	Transferência de Calor	125
5.2.2.1	Medições	125
5.2.2.2	Influência da Vazão no Coeficiente de Transferência de Calor	128
5.2.2.3	Influência da Vazão no Título	130
5.2.2.4	Influência da Pressão de Entrada do Manifold no Coeficiente de Transferência de Calor.....	131
5.2.2.5	Comparação com as Correlações	132
5.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS	136
6.	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	139
7.	REFERÊNCIAS	141

APÊNDICE A – Utilização do Superaquecedor Como Medidor De Vazão Mássica de Baixo Custo.....	149
APÊNDICE B – Análise de Incerteza na Medição do Coeficiente de Transferência de Calor	153
APÊNDICE C – Calibração dos Fluxímetros de Calor e Termopares	159
C.1 - Fluxímetros de Calor	159
C.2 - Calibração dos Termopares	163
C.2.1 - Incertezas nas Medições dos Termopares.....	167

1. INTRODUÇÃO

Condensadores são equipamentos importantes em ciclos de refrigeração por compressão mecânica de vapor ou de potência a vapor. Mini e microcondensadores compactos apresentam vantagens como transferência de altas taxas de calor e grandes razões entre a área da superfície de transferência de calor e o volume destes equipamentos, Garimella (2006). Pelo fato de serem menores, o volume de fluido refrigerante necessário no processo também é menor, ajudando a diminuir os efeitos destes fluidos na atmosfera, como o efeito estufa e também o buraco na camada de ozônio. Em função de utilizar pouca carga de fluido, o gasto energético com o bombeamento do refrigerante é menor, também melhorando a eficiência do ciclo. Como pontos negativos, pode-se considerar o aumento da queda de pressão associada à perda de carga. Para o dimensionamento de condensadores, é fundamental que sejam caracterizados os regimes de escoamento bifásico líquido-vapor que estarão presentes durante a condensação em escoamentos no interior de tubos e dutos. Um regime bastante freqüente e interessante do ponto de vista das aplicações com utilização de microcanais é o anular. Tal regime é caracterizado por uma película de líquido fina cobrindo a superfície interna dos canais enquanto o vapor escoar no centro.

Os objetivos deste estudo então são: Desenvolver uma bancada experimental e seção de testes para o estudo da condensação de R134a em microcanais tipo MPE; qualificação desta bancada por meio de testes monofásicos; encontrar o perfil de temperaturas na condensação para este tipo de microcanal, queda de pressão e também os coeficientes de transferência de calor; e identificar o padrão de escoamento que está ocorrendo no interior dos microcanais na condensação.

Este trabalho está estruturado em seis capítulos, incluindo esta introdução. No capítulo 2, será apresentada uma breve revisão bibliográfica junto com a revisão das principais equações que serão utilizadas nos capítulos posteriores. No capítulo 3, além da descrição detalhada de cada componente da bancada experimental também serão apresentadas as calibrações dos fluxímetros de calor e dos termopares utilizados na instrumentação da seção de teste. No capítulo 4, são apresentados os procedimentos de cálculo para a queda de pressão e dos coeficientes de transferência de calor. No capítulo 5, são apresentados os resultados experimentais e a comparação com correlações da literatura. Por fim, são apresentadas as conclusões e as sugestões para futuros trabalhos.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

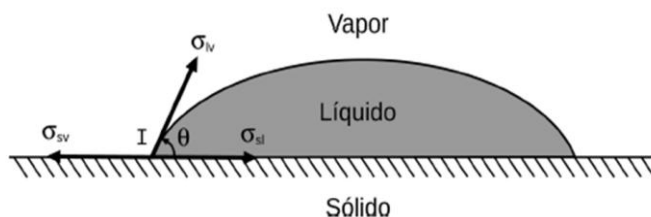
2.1 O FENÔMENO DA CONDENSAÇÃO

Condensação é o processo de conversão do vapor de uma substância, ao entrar em contato com uma superfície cuja temperatura é suficientemente menor do que a temperatura de saturação do vapor, para o estado líquido. Este processo de mudança de fase envolve, portanto, transferência de calor e massa. O processo de condensação engloba vários fenômenos físicos os quais serão discutidos a seguir.

2.1.1 Ângulo de Contato e Molhabilidade

Quando uma gota de um líquido entra em contato com uma superfície sólida, esta pode assumir diversas formas geométricas que incluem desde a forma esférica, semi-esférica, até completamente espalhada ou uma forma entre estas duas últimas. Estas diferentes formas geométricas da interface líquido-ar ou líquido-vapor dependem da afinidade entre o material da superfície e a substância no estado líquido. Esta afinidade é conhecida por molhabilidade do líquido sobre determinada superfície e é caracterizada pelo ângulo de contato. O ângulo de contato é definido como sendo o ângulo entre a interface vapor-líquido e a superfície sólida (Carey, 1992), ou o ângulo entre as tensões líquido-vapor e sólido-líquido, como mostrado na Figura 1:

Figura 1 – Tensões interfaciais agindo sobre uma gota em repouso.



Fonte: Goss (2011).

O equilíbrio de forças na linha de contato triplo ou linha de contato com as três fases (sólido, líquido e vapor), representada pelo ponto *I*, resulta na seguinte equação:

$$\sigma_{sv} = \sigma_{sl} + \sigma_{lv} \cos \theta \quad (2.1)$$

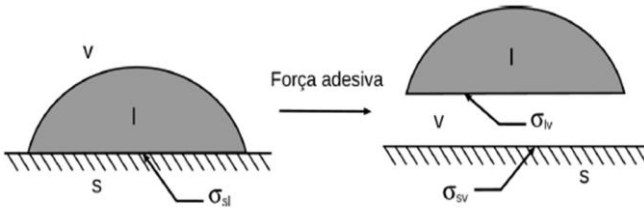
Em que θ representa o ângulo de contato. A Equação 2.1 pode ser rearranjada da seguinte forma:

$$\sigma_{lv} \cos \theta = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (2.2)$$

Esta equação, também chamada de *equação de Young*, representa o equilíbrio entre as tensões interfaciais. Um ângulo $\theta = 0^\circ$ indica que o fluido molha completamente a superfície, ou seja, o mesmo é completamente molhante. Para ângulos entre $0^\circ < \theta \leq 90^\circ$, o líquido é molhante. Para ângulos de $90^\circ < \theta < 180^\circ$, este já é chamado de não molhante. Para um ângulo de 180° , o fluido é totalmente não molhante.

Um outro conceito importante, são as forças de adesão e coesão. A força de adesão indica quão “juntas” estão a gota e a superfície sólida enquanto a força de coesão entre as moléculas que constituem a gota indica a força necessária para dividir a gota. Esta idéia está ilustrada nas Figuras 2 e 3, ver Goss (2011):

Figura 2 – Força de adesão.



Fonte: Goss (2011).

A força de adesão representa a energia requerida para recolocar em contato com a superfície uma gota de certo fluido que está envolta por um meio gasoso. A soma de todas as energias de interface para a gota representada na Figura 2, lado direito é:

$$2\sigma_{lv} + \sigma_{sv} \quad (2.3)$$

Para a gota da figura da esquerda, a soma das energias de interface resulta em:

$$\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.4)$$

A diferença entre ambas então denota a força de adesão:

$$F'_a = 2\sigma_{lv} + \sigma_{sv} - (\sigma_{lv} + \sigma_{sl}) \quad (2.5)$$

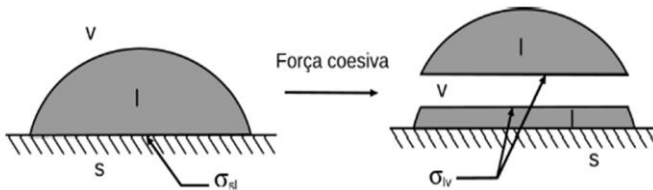
$$F'_a = \sigma_{sv} + \sigma_{lv} - \sigma_{sl} \quad (2.6)$$

Fazendo-se a combinação da equação de equilíbrio de forças no ponto triplo e a força de adesão, chega-se a equação de *Young – Dupree*:

$$F'_a = \sigma_{lv}(1 + \cos \theta) \quad (2.7)$$

Se a força de adesão mantém a gota líquida unida com a superfície, deve então existir outra força que age no sentido de manter as moléculas da gota unidas. Se caso tentarmos desprender a gota da superfície e a força de adesão for demasiado forte, a gota pode-se separar em duas, ilustrada na Figura 3:

Figura 3 – Força de Coesão.



Fonte: Goss (2011).

Para a formação de duas gotas, é necessária uma força de formação de ambas as interfaces que é:

$$3\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.8)$$

Anteriormente ao desmembramento, a força era:

$$\sigma_{lv} + \sigma_{sl} \quad (2.9)$$

Assim, a diferença entre ambas as forças gera a força de coesão:

$$F'_c = 2\sigma_{lv} \quad (2.10)$$

Podem-se relacionar todas as energias para o caso da molhabilidade, onde esta afinidade entre o fluido e a superfície resulta da interação entre as forças de adesão e coesão. Assim surge a força de espalhamento superficial, que é igual à diferença entre as forças de adesão e coesão:

$$F'_e = \sigma_{sv} - \sigma_{lv} - \sigma_{sl} \quad (2.11)$$

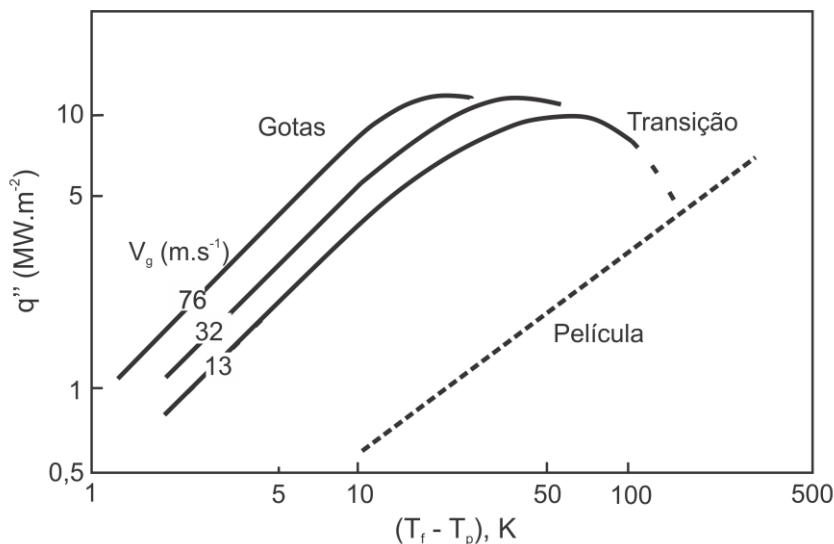
Substituindo-se a equação de equilíbrio de forças na linha tripla, chega-se a seguinte equação:

$$F'_e = \sigma_{lv}(\cos \theta - 1) \quad (2.12)$$

2.1.2 Modos de Condensação

Quando um fluido em estado de vapor saturado ou superaquecido entra em contato com uma superfície que está em uma temperatura abaixo da temperatura de saturação deste fluido na pressão do processo, o mesmo inicia a se resfriar sobre esta superfície até que a temperatura de saturação do fluido seja atingida. A condensação heterogênea então se inicia, e esta pode atingir dois regimes distintos, que são a condensação em gotas e a condensação em película. O gráfico de Tanasawa (1991), Figura 4, demonstra ambos os regimes além do regime de transição em função da transferência de calor e da vazão de vapor. Para uma dada diferença de temperatura entre o fluido (Tf) e a parede (Tp) mostrados no eixo das abscissas, quanto maior a velocidade do vapor (Vg), maior é a transferência de calor. Ou para um dado fluxo de calor no eixo das ordenadas, quanto menor é a velocidade do vapor, maior é a diferença entre as temperaturas do fluido e da parede.

Figura 4 – Curvas de condensação para o vapor d'água.



Fonte: Tanasawa (1991).

O gráfico também nos mostra que de maneira geral o modo de condensação em película é atingido com maiores diferenças de temperatura entre parede e fluido e menores fluxos de calor, provando que a condensação em gotas é mais eficiente que a condensação em película, que também exprime que o coeficiente de transferência de calor na condensação em gotas é maior.

2.1.2.1 Condensação em Gotas

Este tipo de condensação, embora se inicie com facilidade, é dificilmente mantido. Isto se dá pelo fato de que há uma necessidade da superfície não estar molhada para que este fenômeno possa ocorrer, contendo somente algumas gotas iniciais da condensação. O fenômeno de condensação em gotas foi mostrado por Ganzeles (2002) utilizando vapor d'água e uma superfície de fluoreto de polivinilideno (PVDF) adjacente a um trocador de calor em posição vertical, na Figura 5. A partir do momento que toda a superfície se cobre de gotas, o peso das mesmas é grande o suficiente para superar as forças de adesão da gota, para uma superfície inclinada, então esta se desprende dando lugar para

outra gota se formar e drenando as gotas que estão em formação conforme esta escorre pela superfície. Há maneiras de se manter este fenômeno, envolvendo a adição de contaminantes na superfície chamados hidrofóbicos (não molhantes) ou aditivos no fluido que promovem o surgimento de gotas. Vários experimentos e estudos têm sido feitos para entender a formação de uma gota. Dois modelos foram propostos para este processo. O modelo proposto aparentemente por Eucken (1937), segundo Carey (1992), parte da premissa de que a formação de gotas é um processo de nucleação heterogênea. Os embriões de gotas são postulados a se formar em sítios de nucleação, enquanto que porções da superfície que estão entre as gotas em crescimento permanecem secas.

No segundo modelo de condensação por gotas, aparentemente proposto por Jakob (1936), é postulado que inicialmente a condensação ocorra em um filme de condensado, muito fino, sobre a superfície sólida. Enquanto que a condensação vai ocorrendo, este filme cresce em espessura e atinge uma espessura crítica, estimada em $1\ \mu\text{m}$ (Carey, 1992) em que neste ponto este se rompe e então as gotas se formam. A condensação então continua na superfície entre as gotas que são formadas quando o filme se rompe. O condensado que é produzido nestas regiões é trazido para gotas adjacentes por efeitos de tensão superficial. Gotas também crescem por meio de condensação direta do vapor em contato com a superfície da gota.

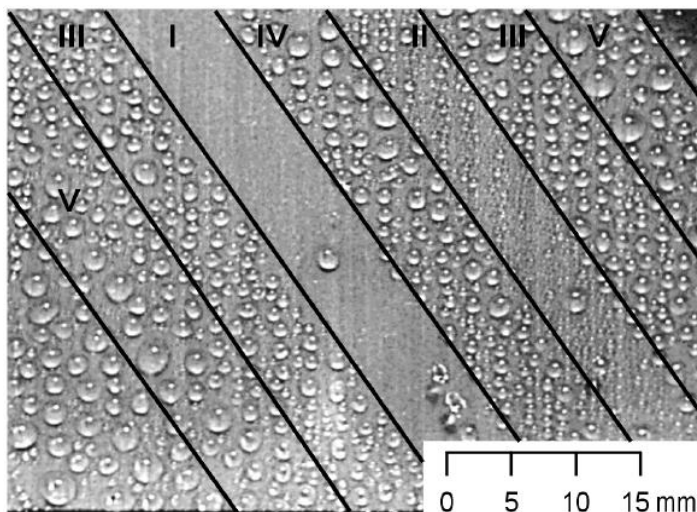
Embora seja o melhor método para a condensação devido ao seu alto coeficiente de transferência de calor, o mesmo também é de grande dificuldade de ser mantido. Isto devido ao fato de que a superfície embora consiga atingir alto fluxo de calor, também faz com que a condensação ocorra rapidamente e assim, o vapor crie uma película de líquido sobre a superfície do condensador, por consequência adicionando uma resistência térmica ao fluxo de calor.

Na Figura 5, podem-se observar os seguintes padrões:

- I – Superfície já drenada iniciando novamente a condensação pelo surgimento de gotas;
- II – Gotas quase de tamanhos iguais do início e crescimento por condensação heterogênea;
- III – Pequenas e grandes gotas formadas pela coalescência entre duas gotas menores;
- IV – Gotas maiores e pequenas também formadas por coalescência;

V – Grandes gotas e também pequenas, onde nesta fase a drenagem pode-se iniciar a qualquer momento.

Figura 5 – Condensação em gotas sobre superfície vertical.



Fonte: Ganzeles (2002).

2.1.2.2 Condensação em Película

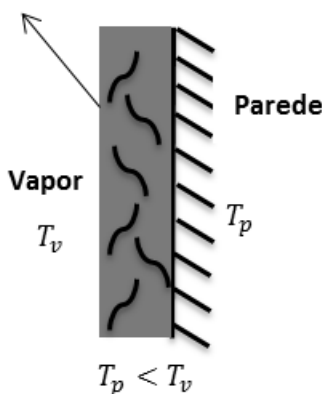
O modo de condensação em película é mais frequente e normalmente encontrado nos condensadores atuais. Após o início da condensação, ocorre a coalescência das gotas formadas na condensação, ao mesmo tempo em que mais gotas são criadas, formando então uma película de líquido. Esta película pode se manter estática ou escoar, de acordo com a superfície em que a mesma se encontra. No interior dos microcanais, este modo de condensação ocorre com maior frequência visto que as dimensões do canal e a maior velocidade do vapor força o líquido condensado a escoar sobre a superfície do tubo, na forma de película enquanto o vapor escoar no centro do escoamento. Neste caso, tem-se um escoamento anular.

A ilustração da condensação em película é exemplificada na Figura 6, onde o vapor na temperatura de saturação encontra uma placa com temperatura T_p abaixo da temperatura de saturação do fluido no

estado de vapor T_v . O mesmo inicia a condensação e forma uma película de vapor condensado. Esta camada de fluido está abaixo da temperatura de saturação do vapor, mas acima da temperatura da parede.

Figura 6 – Condensação de vapor em parede plana.

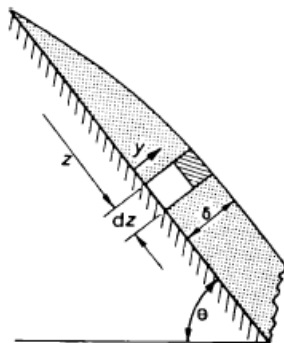
Película de Vapor Condensado



Fonte: Elaborada pelo autor.

Assim que este tipo de condensação se estabelece, podem-se citar os principais modos de transferência de calor envolvidos no processo: convecção de calor entre a parede e o fluido condensado (película), condução de calor pela película até o vapor e convecção da interface líquido-vapor. Pode existir ainda alguma condução de calor pelo vapor, mas na maioria dos casos ela é desprezada devido a sua magnitude baixa ou insignificante. Para este tipo de condensação, o fator limitante de sua transferência de calor é a resistência térmica gerada pela presença da película de líquido, pois as trocas de calor de convecção e condução na interface líquido-vapor são altas. Assim, em cálculos de transferência de calor em condensação por película, um fator muito importante é a espessura desta camada, que é também a base do modelo de Nusselt (1916). Este modelo ainda é a base de muitos modelos atuais, tendo como ideia principal a condensação em uma placa inclinada, conforme Figura 7:

Figura 7 – Superfície inclinada utilizada no cálculo do modelo de Nusselt.



Fonte: Collier e Thome(1994).

Nusselt aplica um balanço de forças no filme de líquido, mas de acordo com Collier (1994), o mesmo faz diversas simplificações tais como:

1. O escoamento do condensado é laminar;
2. As propriedades do fluido são consideradas constantes;
3. O sub-resfriamento da película é negligenciado;
4. Não há mudanças na inércia do condensado, o mesmo tem balanço de forças estático;
5. O vapor está em repouso em relação à placa;
6. A transferência de calor através da película de líquido, na direção normal à placa, é por condução somente;
7. A superfície é isotérmica.

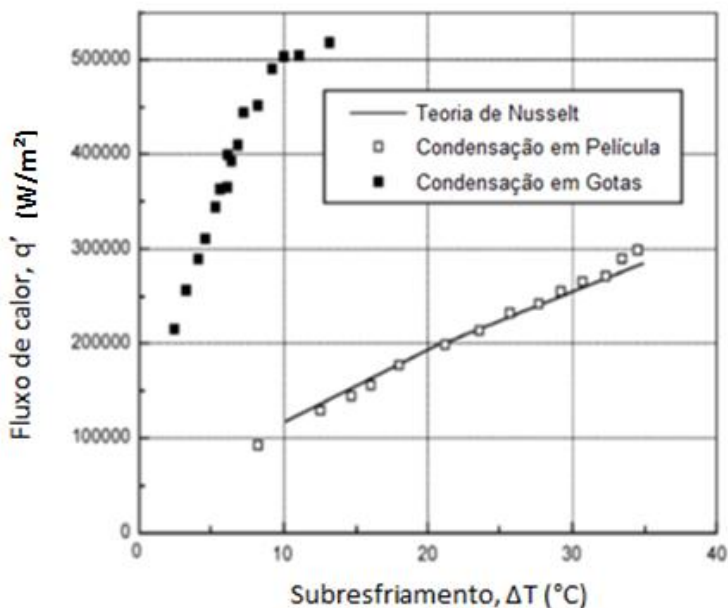
Assim fazendo estas considerações, Nusselt (1916) chegou à seguinte equação:

$$Nu = \left[\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)g i_{lv} x^3}{4k_l \mu_l (T_{sat} - T_p)} \right]^{1/4} \quad (2.13)$$

Dentre os modos de condensação apresentados anteriormente, Chung et. al. (2004) fez um experimento utilizando vapor de água em

contato com uma placa plana vertical e comparou a transferência de calor para ambos os modos de condensação, e também a validade da teoria de Nusselt, conforme Figura 8, mostrando a boa adequação da teoria aos dados experimentais obtidos.

Figura 8 – Comparação entre modos de condensação e aplicação da teoria de Nusselt.



Fonte: Modificado de Chung et al.(2004).

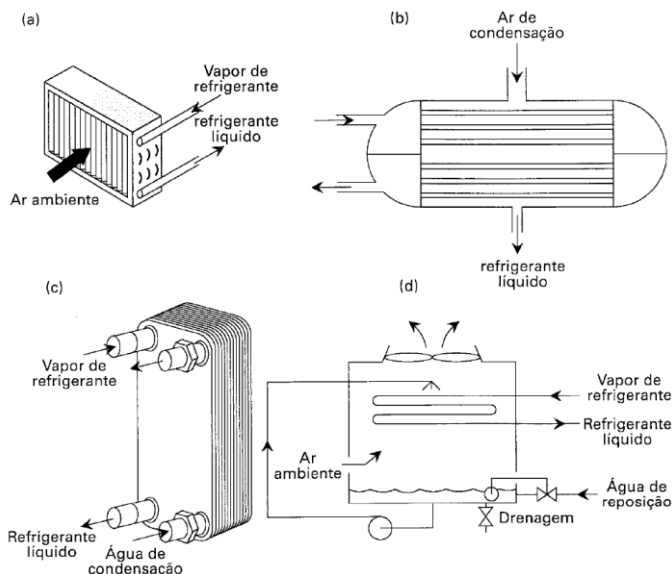
2.2 TIPOS DE CONDENSADORES

Existem diversos tipos de condensadores, utilizados para as mais diversas aplicações. Podem-se citar os principais tipos industriais como sendo: resfriado a ar; resfriado a água; evaporativos, mostrados na Figura 9.

A sua efetividade, embora também esteja relacionada aos fluxos utilizados e outros parâmetros, depende das características construtivas destes condensadores. Em relação aos seus canais internos onde o vapor

a ser condensado escoar, pode-se dizer que as suas dimensões têm grande influência sobre o processo de condensação.

Figura 9 – Tipos de condensadores. (a) Resfriado a ar; (b) e (c) Resfriado a água; (d) Evaporativo.

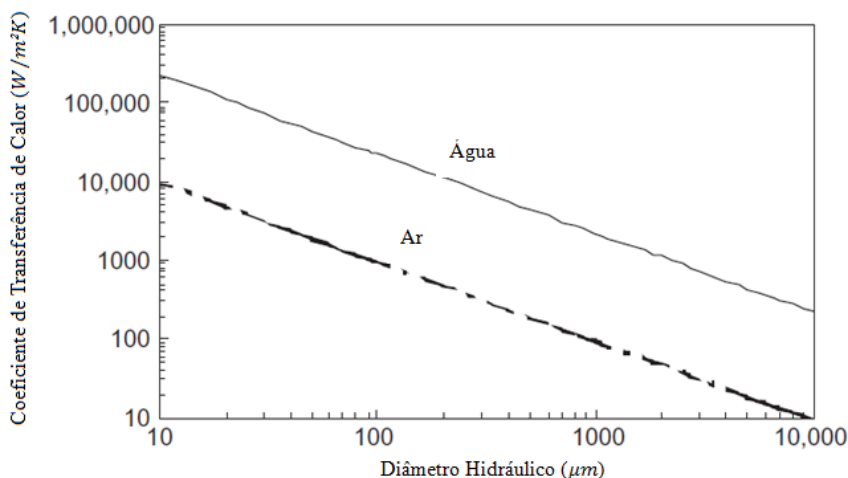


Fonte: Jabardo e Stoecker(2002).

A maior parte dos condensadores utiliza canais de maiores dimensões, mas os estudos têm mostrado que os condensadores utilizando canais de pequenas dimensões, ou microcanais, conseguem atingir maiores taxas de transferência de calor.

Kandlikar et. al (2014) mostra o efeito da diminuição do diâmetro do duto sobre os coeficientes de transferência de calor para escoamentos monofásicos de ar e água em dutos de seção transversal quadrada, conforme mostrado na Figura 10.

Figura 10 – Variação do coeficiente de transferência de calor de acordo com o diâmetro hidráulico do canal.



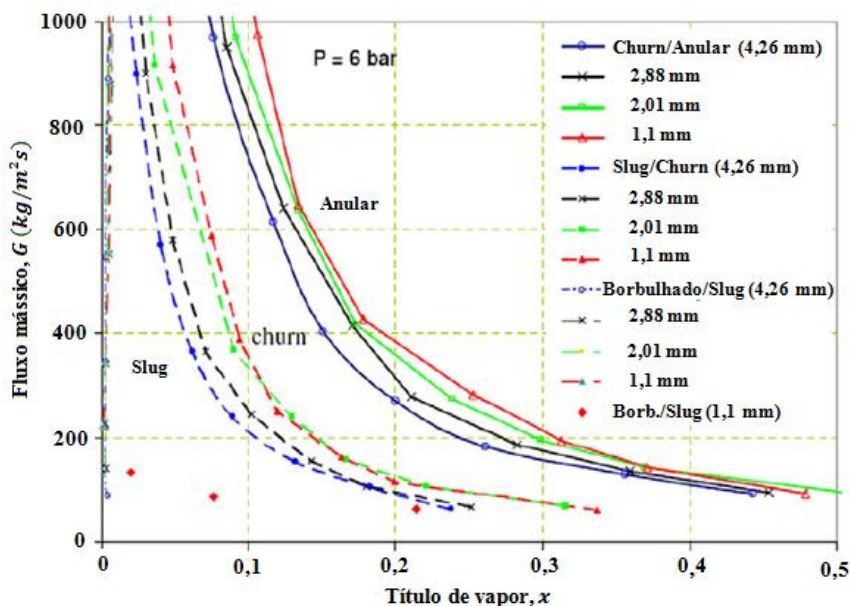
Fonte: Modificado de Kandlikar et al. (2014)

2.3 DISTINÇÃO ENTRE MACRO E MICROCANAIS

Vários autores tentaram caracterizar os canais de acordo com as suas características. O aspecto principal de fato é que os microcanais têm seu funcionamento diferente dos macrocanais, e o ponto onde ocorre a transição entre macro e micro canais tem sido motivo de grandes discussões. Prova disto é a de que os regimes de transição entre os padrões de escoamento entre um macro e micro canal não são os mesmos, como demonstrado por Thome (2010). Chen (2006) fez experimentos medindo a transição de padrões de escoamento para diferentes diâmetros de canais, quantificando algumas transições, como na Figura 11, mostrando que para canais com diâmetros diferentes, as transições entre os padrões de escoamento também se alteram, para velocidades mássicas e títulos semelhantes. Uma vez demonstrada a necessidade de se conhecer as diferenças, é preciso compreender os mecanismos que agem no escoamento multifásico que promovem estas mudanças. A diferença básica é a de que a influência das forças que agem no escoamento em macro canais tem sua intensidade relativa modificada nos microcanais, que são as forças de atrito, tensão

superficial, forças gravitacionais e forças de inércia. Assim sendo, correlações que foram desenvolvidas tendo como base os macrocanais e utilizadas em cálculos envolvendo microcanais, podem levar a grandes erros.

Figura 11 – Padrões bifásicos e linhas de transição dos padrões de escoamento para diferentes diâmetros de canais.



Fonte: Modificado de Chen (2006).

Um critério que foi apresentado compara o diâmetro hidráulico com a constante de Laplace (Kandlikar et al., 2014), também chamada de comprimento capilar, Equação 2.14, para determinar quando um canal é dito como sendo macro ou microcanal:

$$L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.14)$$

Esta constante representa a razão das tensões superficiais e forças gravitacionais. Serizawa et al. (2002) propõe como critério para a transição macro-microcanal quando $L > D_h$.

Kew e Cornwell (1997) propuseram um novo critério que leva em conta não apenas as características baseadas nas dimensões do canal, mas também as do fluido, a partir do número de confinamento, Co :

$$Co = \frac{\sqrt{\sigma/g(\rho_l - \rho_v)}}{D_h} \quad (2.15)$$

Para $Co \geq 0,5$, o tubo é classificado como sendo microcanal, e para valores menores, macrocanal.

A relação entre L e Co se dá por:

$$Co = \frac{L}{D_h} \quad (2.16)$$

O coeficiente D_h é chamado de diâmetro hidráulico, e é dado pela seguinte equação:

$$D_h = \frac{4A}{Pm} \quad (2.17)$$

em que A representa a área da secção transversal do canal com o perímetro molhado (Pm), ou a soma dos perímetros do corte transversal do canal.

Embora o diâmetro do canal seja um fator importante, seu formato também tem influência na transferência de calor e queda de pressão. Sendo assim, diversos tipos de canais com os mais variados formatos foram desenvolvidos e utilizados, conforme será mostrado na seção a seguir.

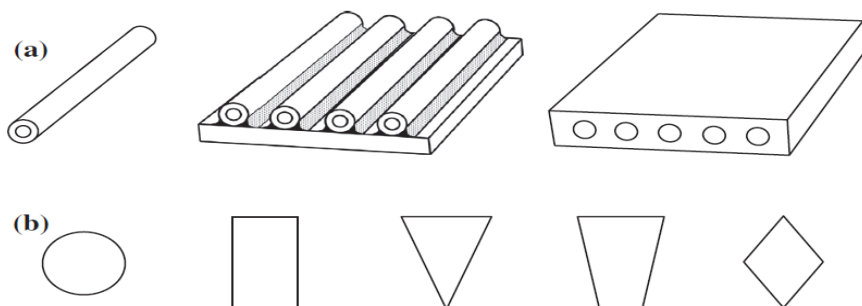
2.4 FORMATOS DE CANAIS

Os microcanais são encontrados em diversas formas e tamanhos. As características dos microcanais abrangem a forma geométrica da seção transversal, razão de aspecto e diâmetro hidráulico. O formato dos microcanais e montagem dos mesmos podem ser dos mais variados tipos, a exemplo de canais retangulares, quadrados,

hexagonais, circulares, triangulares e elípticos, agrupados ou não, conforme Figura 12.

Ainda dentro destes grupos os canais podem ou não conter micro-aletas, que aumentam a área de contato de transferência de calor do microcanal, como mostrado na Figura 13. A razão de aspecto dos microcanais é o número adimensional que se encontra ao fazer a razão entre a menor dimensão do corte transversal do microcanal, pela maior. Este sempre é um valor entre 0 e 1 (Kandlikar et al., 2014), valendo somente para canais de formatos quadráticos. Os formatos dos microcanais afetam de várias maneiras os parâmetros da condensação. Um estudo feito por Rose e Wang (2006) sobre a condensação do R134a no regime anular no interior de microcanais enfatizou as mudanças que ocorrem na transferência de calor em função do tipo de secção transversal do microcanal.

Figura 12 – Modos de arranjo dos microcanais normalmente encontrados (a) e formas geométricas da seção transversal (b).

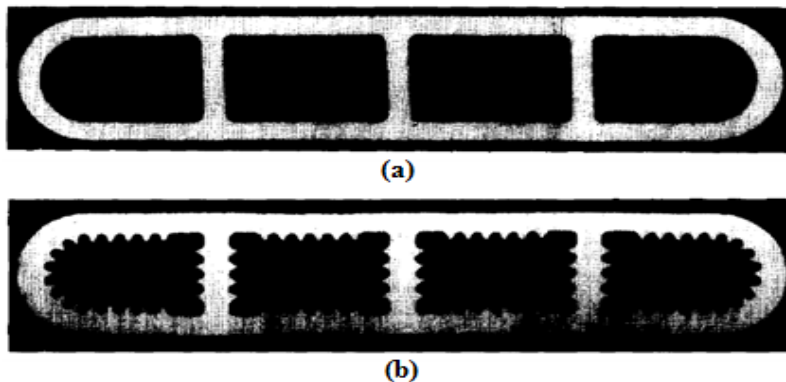


Fonte: Mudawar e Kim (2014).

A solução numérica de um modelo para a condensação em película no interior de canais circulares, retangulares, triangulares e quadráticos mostrou diferentes perfis de condensação, apresentados na Figura 14, para canais de perfil retangular, e 15, para canais de perfil circular. A Figura 14 demonstra os efeitos dos meniscos na condensação, por onde o vapor condensado tende a se acumular conforme a condensação ocorre ao longo do canal, demonstrado na sequência das imagens. A Figura 15 demonstra que o efeito da gravidade sobre o filme condensado é mais visível para os canais circulares, onde o acúmulo é evidente na parte inferior do canal. Os

autores também quantificaram as mudanças no coeficiente de transferência local para os diversos canais modelados, conforme Figura 16.

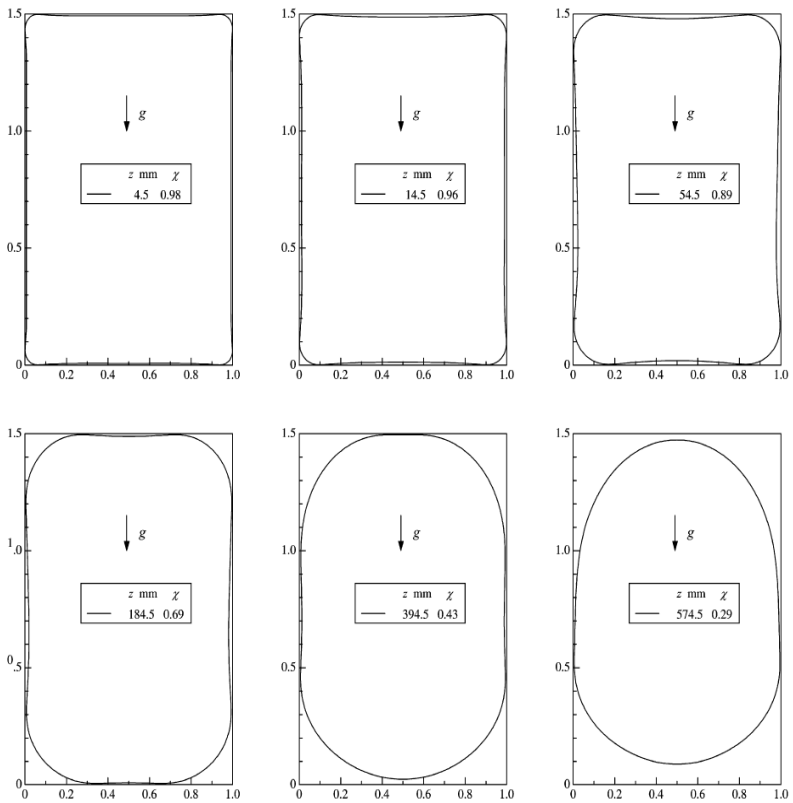
Figura 13 – Canais sem microaletas (a) e com microaletas (b).



Fonte: Modificado de Yang e Webb (1996).

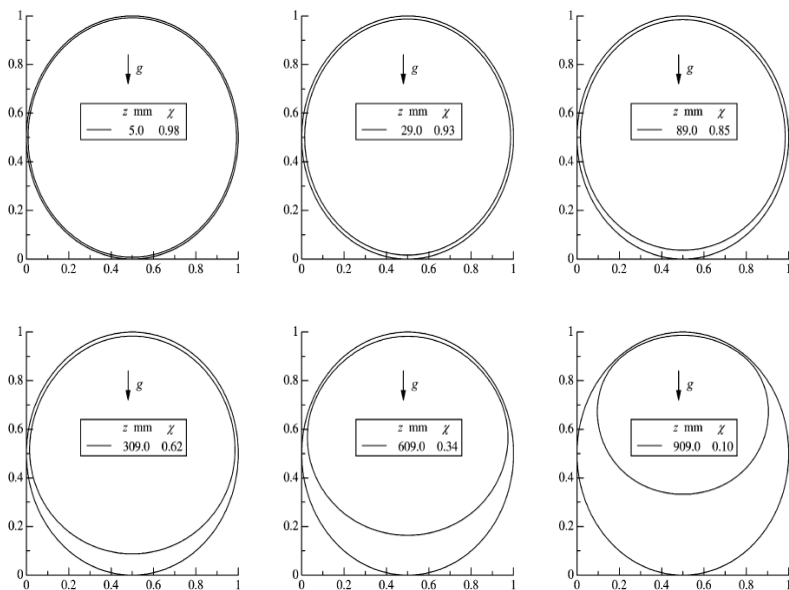
O gráfico da Figura 16 mostra que os canais de seção transversal quadrada, retangulares horizontais e verticais mantêm uma média de transferência de calor maior. O canal circular se mantém constante de uma maneira geral, enquanto que os canais triangulares se mostraram pouco eficientes, pois não mantêm o coeficiente de transferência de calor por toda sua extensão, ocorrendo uma queda abrupta em meio comprimento aproximadamente devido ao preenchimento do canal com o fluido condensado. Conforme ressaltado na revisão bibliográfica apresentada por Goss (2011), ao reportar resultados dos trabalhos de Coleman e Garimella (2003), a transição do regime disperso para intermitente e anular é influenciada pela forma geométrica da seção transversal do canal. De fato, nos canais de pequeno diâmetro com seções transversais quadrada ou retangular, a presença dos meniscos, nos cantos vivos, favorece a manutenção da película líquida nas paredes do canal. Assim, nota-se que os formatos são importantes e cada um tem sua particularidade.

Figura 14 – Resultados obtidos por Rose e Wang (2006) para a condensação em canais retangulares, no regime anular.



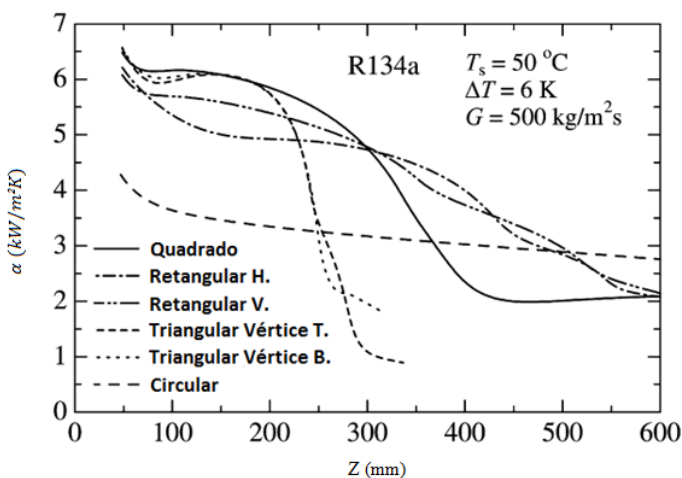
Fonte: Modificado de Rose e Wang (2006).

Figura 15 – Exemplos de resultados obtidos por Rose e Wang (2006) para a condensação em canais circulares no regime anular.



Fonte: Modificado de Rose e Wang (2006).

Figura 16 – Coeficiente de transferência médio ao longo do canal para diferentes seções transversais.



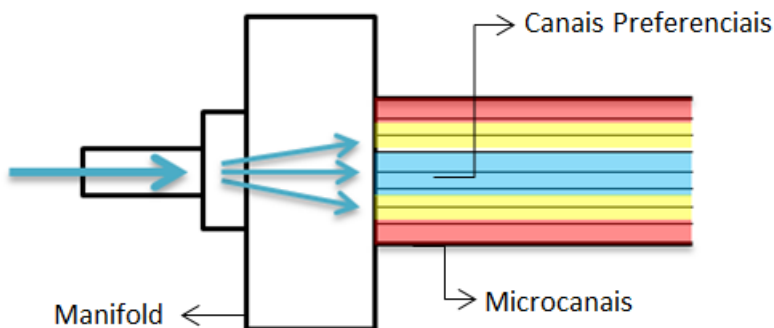
Fonte: Modificado de Rose e Wang (2006).

2.5 DISTRIBUIÇÃO DO ESCOAMENTO

A existência de múltiplos microcanais internamente aos trocadores de calor tem como objetivo aumentar a sua efetividade aumentando a sua área de contato com o fluido, que por consequência aumenta a transferência de calor. Em contrapartida, o aumento do número destes pode dificultar a obtenção de uma distribuição uniforme do escoamento, podendo causar uma má distribuição de vazão. Assim, alguns canais acabam recebendo maior vazão mássica do que outros, podendo, por exemplo, em um condensador ocorrer que um microcanal não condense totalmente o vapor, enquanto outro irá condensá-lo muito rapidamente. O projeto dos manifolds de distribuição de vazão, na entrada dos microcanais, e de recolhimento de vazão, na saída dos microcanais deve levar em consideração este tipo de situação, conforme revisão apresentada por Dario, Tadríst e Passos (2013). Um exemplo de má distribuição é mostrado no esquema da Figura 17. Canais situados nas extremidades, para um conjunto de canais paralelos contidos em um perfil, tendem a receber menores vazões mássicas de fluido que os canais situados no centro do perfil, mostrados em azul, enquanto que os

canais situados nas laterais do perfil vão recebendo menor quantidade de fluido, mostrados em amarelo (menor quantidade de fluido) e então vermelho (pouco fluido).

Figura 17 – Exemplo de má distribuição de vazão entre os microcanais paralelos.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Segundo Dario, Tadrist e Passos (2013), o manifold e a posição do tubo de entrada juntamente com o padrão de escoamento interno do tubo de entrada parecem ser os fatores mais importantes para determinar a taxa de distribuição de fluxo de massa em canais paralelos.

2.6 PADRÕES DE ESCOAMENTO NA CONDENSAÇÃO

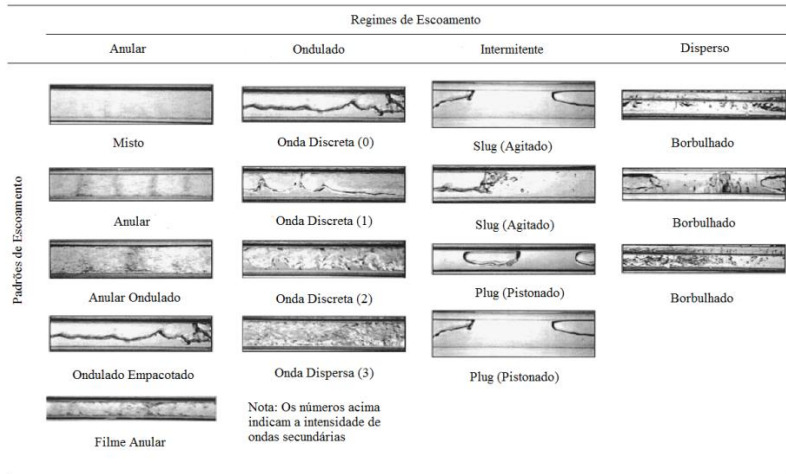
A caracterização dos regimes de escoamento contendo simultaneamente duas fases, uma líquida e outra gasosa, depende da forma geométrica da interface entre as duas fases e da distribuição dessas fases no interior do duto. O fluido incide no canal e então sofre a ação das forças viscosas, da tensão superficial e forças gravitacionais, ocasionando com isto vários padrões de escoamento que se formam conforme o fluido muda de fase.

Existe na literatura uma grande concordância de que os regimes de escoamento podem alterar a transferência de calor na condensação e a queda de pressão (Cavallini et al., 2013). Além disso, diversos

modelos de transferência de calor e queda de pressão em escoamentos bifásicos são propostos para cada tipo de regime de escoamento, por isto a grande importância do seu conhecimento. Muitos autores utilizaram como estudo de escoamentos misturas de ar-água ou ar-óleo simulando o efeito de escoamentos bifásicos com mudança de fase. Por serem simplificados, a sua extrapolação para escoamentos com mudança de fase também é um tanto exagerada.

Coleman e Garimella (2003) observaram vários padrões de escoamento na condensação para nove diferentes formatos de microcanais horizontais (Circulares, quadrados, triangulares e retangulares) e para diâmetros hidráulicos entre $1 < D_h < 4,9\text{ mm}$. A Figura 18 mostra os resultados que estes autores obtiveram, para o fluido R134a.

Figura 18 – Regimes e padrões de escoamento em condensação.



Fonte: Modificado de Coleman e Garimella (2003).

Os principais tipos de regimes de escoamento podem ser classificados como:

Anular: Ocorre normalmente com altos títulos de vapor. O líquido preenche a superfície interna do tubo empurrado pelo fluxo de vapor passando pelo centro do canal. Pode também arrancar gotas do líquido circundante caso a velocidade mássica seja também alta. Os

padrões encontrados aqui são variações de vazão mássica e títulos, além de influências da tensão de cisalhamento e forças da gravidade.

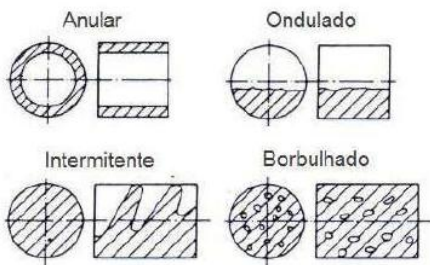
Ondulado: Caracterizado principalmente por apresentar uma interface vapor-líquido com ondulações. O vapor pode fluir na parte superior do canal enquanto a maior parte do líquido está na parte inferior, devido à ação gravitacional. As ondas são ocasionadas por diferenças entre a velocidade do fluxo de vapor e de líquido que aumentam a tensão de cisalhamento entre ambos os fluxos.

Intermitente: Este tipo de escoamento ocorre para baixos títulos, quando quase toda a parte de vapor que entrou no canal foi condensada, restando somente bolhas em suspensão no líquido que é a sua característica principal. A classificação das bolhas de acordo com o seu formato depende se o padrão é pistonado (bolha com frente arredondada) ou agitado (bolhas longas deformadas com frente sem formato definido).

Disperso ou Borbulhado: Caracterizado por pequenas bolhas em suspensão dentro do fluido especialmente na parte central e superior. Ocorre com baixos títulos e altas taxas de vazão mássica.

Estes regimes de escoamento também foram mostrados por Stephan (1992), na Figura 19.

Figura 19 – Regimes de escoamento comumente encontrados na condensação.



Fonte: Modificado de Stephan (1992).

Outros autores também identificaram outros padrões de escoamento, embora estes sejam uma combinação de outros padrões principais, apresentados anteriormente. Para que se possa entender como e quando estes regimes aparecem, foram desenvolvidos os mapas de padrões de escoamento. Estes mapas também são importantes para

definir qual tipo de padrão de escoamento está ocorrendo no interior de um canal onde não se tem uma visualização do mesmo.

2.7 MAPAS DE PADRÕES DE ESCOAMENTO

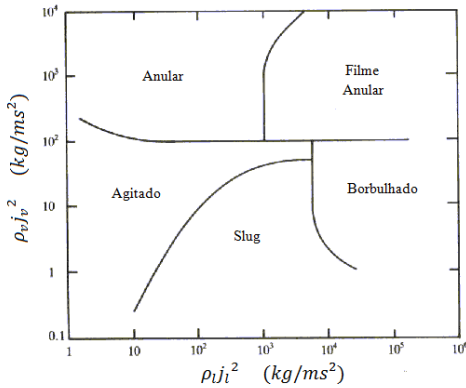
Os mapas de padrões de escoamento surgiram em meio à identificação dos tipos de padrões de escoamentos. Estes relacionam as condições nas quais os mesmos ocorrem, além das condições em que ocorre uma transição entre um padrão e outro. Estas foram relacionadas com características do escoamento, e classicamente foram relacionados com as velocidades superficiais do líquido, j_l , e do vapor ou gás, j_v , calculadas pelas Equações 2.18 e 2.19:

$$j_l = \frac{G(1 - x)}{\rho_l} \quad (2.18)$$

$$j_v = \frac{Gx}{\rho_v} \quad (2.19)$$

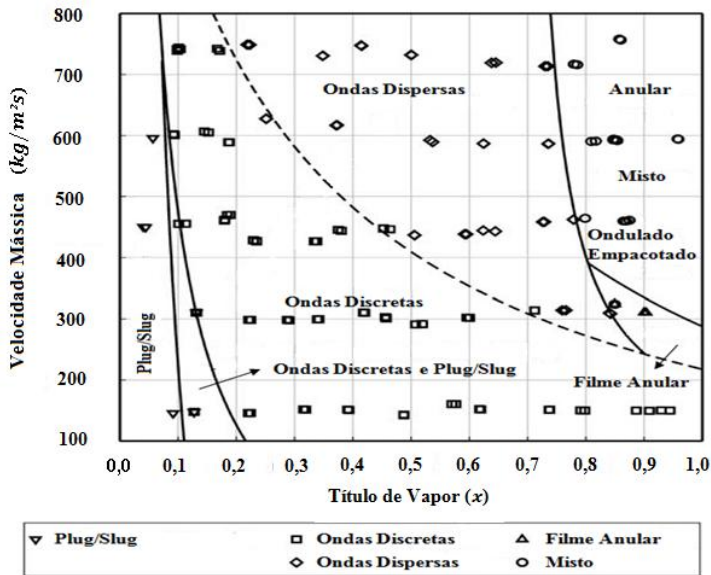
Assim então, relacionando as várias configurações de velocidades superficiais, pode-se chegar ao mapa de padrões de escoamento, representado por um gráfico, conforme aquele proposto por Hewitt e Roberts (1969) para canais convencionais (de grandes diâmetros), mostrado na Figura 20. Diversos autores obtiveram mapas de escoamento para a condensação em canais com diâmetros convencionais. Autores como Traviss e Rohsenow (1973), Breber et al. (1980), Shao e Granryd, (2000) e Cavallini et al. (2002). No entanto para microcanais, os estudos ainda são escassos. Ainda, muitos autores obtiveram mapas para escoamentos adiabáticos, utilizando misturas como ar-água, ar-óleo e nitrogênio-água. Embora importantes, os mapas não devem ser estendidos para escoamentos com mudança de fase, pois podem acarretar erros. Coleman e Garimella (2003) obtiveram um mapa de padrões de escoamento para R134a em condensação para um tubo circular com 4,91 mm de diâmetro na horizontal conforme Figura 21. Os mesmos autores também obtiveram um mapa de padrão de escoamento para o mesmo fluido (R134a), para um canal de seção quadrada dimensões de 2 x 2 mm, conforme Figura 22.

Figura 20 – Mapa de padrões de escoamento proposto por Hewitt e Roberts (1969) para canais convencionais.



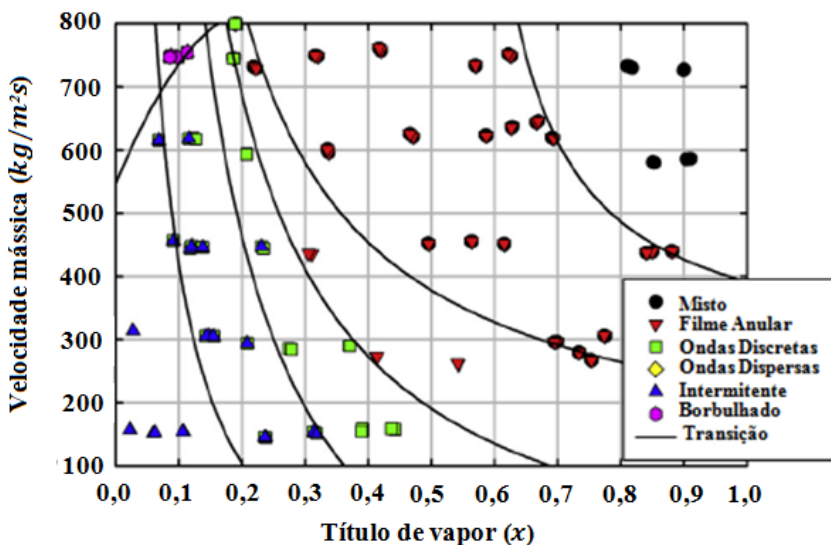
Fonte: Hewitt e Roberts (1969)

Figura 21 – Mapa de padrões de escoamento na condensação para um tubo circular com 4,91 mm de diâmetro.



Fonte: Coleman e Garimella (2003).

Figura 22 – Mapa de padrões de escoamento para canal 2 x 2 mm.



Fonte: Coleman e Garimella (2003).

Os mapas de padrões de escoamento propostos por estes autores serão utilizados como base neste trabalho, pois utilizam dimensões de canais e refrigerante semelhantes.

2.8 FRAÇÃO DE VAZIO

A fração de vazio mede a quantidade de vapor e líquido presentes internamente em um duto. Esta é normalmente denominada pela letra grega α , e é definida pela razão entre a área total de gás ou vapor e a área total do tubo ou duto:

$$\alpha = \frac{A_v}{A_{duto}} \quad (2.20)$$

A fração de vazio pode ser calculada a partir do modelo homogêneo, caso seja adotada a hipótese de não-escorregamento entre as fases, que será discutido na Secção 2.10.2.1. Sua formulação é a seguinte (Carey, 1992):

$$\alpha = \frac{x/\rho_v}{[(1-x)/\rho_l] + (x/\rho_v)} \quad (2.21)$$

As propriedades são arranjadas de tal forma que, como será dito posteriormente, o fluxo bifásico é considerado como um fluxo monofásico de um pseudo-fluido com características de ambas as fases. Para o modelo homogêneo, a fração de vazio também pode ser calculada por outra correlação mais generalizada, conforme Equação 2.22.

Muitas das correlações para fração de vazio podem ser escritas da seguinte forma (Butterworth, 1975):

$$\alpha = \left[1 + \beta_B \left(\frac{1-x}{x} \right)^{n1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{n2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{n3} \right]^{-1} \quad (2.22)$$

Carey (1992) faz um resumo dos coeficientes de algumas das correlações, apresentados na Tabela 1:

Tabela 1 – Valores dos coeficientes para equação da fração de vazio, Equação 2.22.

Correlação ou Modelo	β_B	$n1$	$n2$	$n3$
Modelo Homogêneo	1	1	1	0
Modelo de Zivi (1964)	1	1	0,67	0
Modelo de Wallis (1969)	1	0,72	0,40	0,08
Correlação de Lockhart e Martinelli (1949)	0,28	0,64	0,36	0,07
Correlação de Thom (1964)	1	1	0,89	0,18

Fonte: Modificado de Carey (1992).

Barozky (1965) propôs uma correlação que se baseou em escoamentos adiabáticos de mercúrio líquido-nitrogênio e ar-água, conforme segue:

$$\alpha = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.74} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.65} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.13} \right]^{-1} \quad (2.23)$$

Esta possui boa aceitação, segundo Stephan (1992), e foi utilizada neste trabalho.

2.9 DEFINIÇÕES IMPORTANTES

Nesta seção serão apresentados os números adimensionais fundamentais para os estudos de escoamentos bifásicos, pois são utilizados por diversas correlações. Estes também serão utilizados com frequência durante o texto.

2.9.1 Número de Reynolds

O número de *Reynolds* representa a razão entre as forças de inércia e forças viscosas. Este pode ser representado para o escoamento monofásico Equação 2.24, somente para cada fase considerando que existem duas fases no escoamento, com base líquida, Equação 2.25, e base vapor, Equação 2.26; para o escoamento bifásico, Equação 2.27, ou então considerando que o escoamento consiste em somente uma fase líquida, Equação 2.28, ou vapor, Equação 2.29.

$$Re = \frac{GD}{\mu} \quad (2.24)$$

$$Re_l = \frac{GD(1-x)}{\mu_l} \quad (2.25)$$

$$Re_v = \frac{GDx}{\mu_v} \quad (2.26)$$

$$Re_{bf} = \frac{GD}{\bar{\mu}} \quad (2.27)$$

$$Re_{sl} = \frac{GD}{\mu_l} \quad (2.28)$$

$$Re_{sv} = \frac{GD}{\mu_v} \quad (2.29)$$

A viscosidade média $\bar{\mu}$ é calculada pela Equação 2.50, no modelo homogêneo que é discutido na Seção 2.10.2.1.

2.9.2 Outros Números Adimensionais

- Número de *Nusselt*: O número de *Nusselt* representa um coeficiente de transferência de calor adimensional:

$$Nu = \frac{hD}{k_l} \quad (2.30)$$

- Número de *Prandtl*: É a razão entre as difusividades de quantidade de movimento e difusividade de calor:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (2.31)$$

- Número de *Froude*: Razão entre as forças de inércia e forças gravitacionais:

$$Fr = \frac{(G/\rho_l)^2}{gD} \quad (2.32)$$

- Número de *Weber*: Este representa a razão entre forças inerciais e tensão superficial:

$$We = \frac{G^2 D}{\rho_v \sigma} \quad (2.33)$$

2.10 QUEDA DE PRESSÃO

Em projetos de trocadores de calor, um fator de grande importância é a queda de pressão, que em um escoamento horizontal monofásico em dutos de seção transversal constante equivale à perda de carga devido ao atrito do escoamento com a superfície interna dos dutos. No caso de trocadores de calor com mudança de fase, evaporadores e condensadores, a queda de pressão, depende não só do atrito viscoso do escoamento bifásico mas também da aceleração, no caso dos evaporadores, ou da desaceleração, no caso de condensadores. A seguir, serão apresentadas os procedimentos de cálculo para a queda de pressão em escoamentos monofásicos e bifásicos.

2.10.1 Queda de Pressão em Escoamentos Monofásicos

Em um escoamento monofásico, a queda de pressão pode ser caracterizada pela seguinte relação, proposta por Darcy et. al. por volta de 1850 (Linsingen, 2013):

$$\Delta p = f_{Darcy} \frac{Z \rho}{D} v^2 \quad (2.34)$$

onde f_{Darcy} é o fator de atrito de *Darcy*, Z o comprimento do duto, ρ a massa específica do fluido, D o diâmetro do duto e v a sua velocidade média. A Eq. (2.35) pode ser escrita em função da velocidade mássica, $G = \rho v$, e do coeficiente de atrito de *fanning*, f , em que $f_{Darcy} = 4f$, chegando-se a seguinte correlação:

$$\Delta p = \frac{4fZG^2}{2D\rho} \quad (2.35)$$

O fator de atrito, ou fator de *fanning* depende de alguns fatores como rugosidade da tubulação e regime de escoamento, e diversos autores propuseram formas de calculá-lo. Em escoamentos laminares plenamente desenvolvidos, onde $Re < 2300$, a solução das equações de *Navier-Stokes* fornece a lei de *Hagen-Poiseuille* para calcular o fator de atrito:

$$f = \frac{16}{Re} \quad (2.36)$$

Para regimes turbulentos, onde $Re > 4000$ (Linsingen, 2008), Blasius propôs uma correlação para o cálculo do fator de atrito turbulento, em 1913:

$$f = 0.0791Re^{-1/4} \quad (2.37)$$

Philips (1987) também propôs uma correlação para o cálculo do fator de atrito em regimes turbulentos:

$$f = MRe^N \quad (2.38)$$

Onde os coeficientes M e N são definidos por:

$$M = 0,09290 + \frac{1.01612}{Z/D_h} \quad (2.39)$$

$$N = -0,268 - \frac{0.32930}{Z/D_h} \quad (2.40)$$

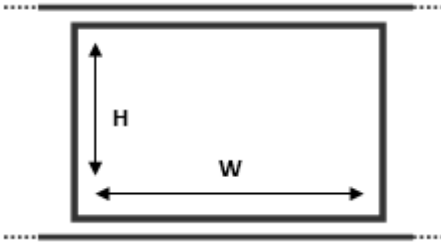
Para dutos retangulares, Re é substituído por Re^* , o número de *Reynolds* equivalente laminar, segundo Jones (1976), para canais retangulares:

$$Re^* = Re \left(\frac{2}{3} + \frac{11}{24}F(2 - F) \right) \quad (2.41)$$

A constante F é a razão de aspecto do canal, definida como sendo o menor lado da secção transversal do canal (H) dividido pelo maior lado (W), mostrado na Equação 2.42 e na Figura 23:

$$F = H/W \quad (2.42)$$

Figura 23 – Corte transversal de um canal retangular mostrando seus lados.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Kandlicar e Grande (2003), propuseram uma correlação para o cálculo do fator de atrito tanto na região em desenvolvimento como na região desenvolvida de um escoamento turbulento, dada por:

$$f = \left(0.0929 + \frac{1.01612}{Z/D_h} \right) Re^* \left(-0.268 - \frac{0.3293}{Z/D_h} \right) \quad (2.43)$$

Haaland (1983) propôs uma correlação que engloba os efeitos da rugosidade do tubo, conforme segue:

$$f = \left\{ -1.8 \log \left[\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{e}{3.7D_h} \right)^{\frac{10}{9}} \right] \right\}^{-2} \quad (2.44)$$

Onde e é a rugosidade relativa das paredes internas do tubo, calculadas pela Equação 2.45, utilizando o diâmetro hidráulico D_h , calculado pela equação 2.18:

$$e = \frac{Ra}{D_h} \quad (2.45)$$

2.10.2 Queda de Pressão em Escoamentos Bifásicos

Em escoamentos bifásicos, duas fases de um mesmo componente ou de componentes diferentes coexistem em um mesmo

duto em fluxo constituído por uma fase gasosa e uma fase líquida. Em se tratando de mudança de fase, no processo de condensação, o fluido entra no estado gasoso em um trocador de calor e o mesmo pode sofrer mudança de fase total ou parcial. A queda de pressão nos microcanais, no processo de condensação de um fluido é resultante de duas quedas principais (Desprezando-se a parcela gravitacional):

$$\Delta p_{micro,condens.} = \Delta p_{atrito} + \Delta p_{desaceleração} \quad (2.46)$$

Como a massa específica do vapor, para pressões bem menores do que a crítica é menor que a do líquido, e como o vapor entra no condensador em alta velocidade, ocorre a diminuição da velocidade do escoamento, subitamente ao se iniciar a condensação, pois a massa específica do líquido é maior do que a do vapor. A queda de pressão devido à desaceleração, em um escoamento homogêneo em condensação, pode ser calculada a partir da seguinte expressão, Carey (1992):

$$\Delta p_{desaceleração} = G^2 \left\{ \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g \alpha} \right]_{ent.} - \left[\frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g \alpha} \right]_{saida} \right\} \quad (2.47)$$

Para a outra parcela da queda de pressão, foram propostos dois modelos principais para seu cálculo. Um modelo chamado de modelo homogêneo e outro chamado de modelo heterogêneo, ou fases separadas, que serão discutidos a seguir.

2.10.2.1 Modelo Homogêneo

O modelo homogêneo tem como fundamento principal a suposição de que as fases gasosa e líquida fluem em mesmas velocidades superficiais. Isto é equacionado no fator de escorregamento, S , calculado da seguinte forma:

$$S = \frac{v_v}{v_l} \quad (2.48)$$

Para o modelo homogêneo então, $S = 1$. Esta consideração faz com que ambas as fases se tornem um chamado pseudo-fluido, com propriedades constituídas por ambas, ou propriedades médias. Além da fração de vazio para o modelo homogêneo, vista anteriormente, podem-se calcular as propriedades massa específica e viscosidade do pseudo-fluido a partir das seguintes equações (Carey,1992):

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (2.49)$$

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (2.50)$$

O cálculo da queda de pressão para este modelo é feito da mesma maneira que um escoamento monofásico, mas utilizando as propriedades do pseudo-fluido.

2.10.2.2 Modelo de Fases Separadas

Neste modelo, ambas as fases líquido e vapor fluem com velocidades médias diferentes, assim $S \neq 1$. A queda de pressão devido ao atrito para este modelo é calculada tendo como base um escoamento monofásico sendo multiplicado por um fator de correção para escoamento bifásico, chamado de multiplicador bifásico. O cálculo deste foi inicialmente proposto por Lockhart e Martinelli (1949), e após por diversos autores e será abordado na próxima secção, e o mesmo pode ser calculado de diversas formas tendo como base escoamentos líquido, vapor, somente líquido ou somente vapor. Assim a queda de pressão generalizada para o modelo heterogêneo é equacionada da seguinte forma:

$$\Delta p_{atrito, bf, l} = \frac{2(1-x)^2 G^2 Z}{D \rho_l} f_{bf, l} \phi_l^2 \quad (2.51)$$

$$\Delta p_{atrito, bf, v} = \frac{2x^2 G^2 Z}{D \rho_v} f_{bf, v} \phi_v^2 \quad (2.52)$$

$$\Delta p_{atrito, bf, sl} = \frac{2G^2 Z}{D \rho_l} f_{bf, sl} \phi_{sl}^2 \quad (2.53)$$

$$\Delta p_{atrito, bf, sv} = \frac{2G^2 Z}{D\rho_v} f_{bf, sv} \phi_{sv}^2 \quad (2.54)$$

Cada equação possui um fator de atrito monofásico f , que é obtido a partir de equações para escoamento monofásico vistas anteriormente e utilizando o numero de *Reynolds* referente à fase mostrado na Seção 2.9.1.

2.10.3 Correlações e Modelos para o Cálculo dos Multiplicadores Bifásicos

O modelo de Lockhart e Martinelli (1949) baseia-se no parâmetro de Martinelli, X , sendo definido como a razão entre a queda de pressão por atrito da fase líquida e vapor:

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v} \quad (2.55)$$

O mesmo pode ser também calculado a partir da seguinte equação (Kandlikar et al., 2014):

$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1} \quad (2.56)$$

A partir do parâmetro de Martinelli, Lockhart e Martinelli (1949) definiram os multiplicadores bifásicos para líquido, vapor e líquido somente, mostrados a seguir:

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.57)$$

$$\phi_v^2 = 1 + CX + X^2 \quad (2.58)$$

$$\phi_{sl}^2 = \phi_l^2 (1-x)^{1.75} \quad (2.59)$$

A constante C depende do tipo de regime de escoamento de cada fase (turbulento ou laminar). Seus valores foram propostos pelos mesmos autores, conforme Tabela 2:

Tabela 2 – Valores propostos para a constante C do modelo de Lockhart e Martinelli.

Vapor	Líquido	Subscrito	C
Laminar	Laminar	X_{ll}	5
Laminar	Turbulento	X_{lt}	10
Turbulento	Laminar	X_{tl}	12
Turbulento	Turbulento	X_{tt}	20

Fonte: Carey (1992).

Zhang e Webb (2001) propuseram uma correlação baseada em suas investigações utilizando escoamentos de fluidos R134a, R22 e R404a, bifásicos em dutos de alumínio tipo MPE com 2,13 mm de diâmetro hidráulico e tubos de cobre com diâmetros de 6,25 mm e 3,25 mm. A sua correlação também foi baseada em trabalhos anteriores destes mesmos autores, e é baseada no escoamento somente líquido para o cálculo do multiplicador bifásico, conforme segue:

$$\phi_{sl}^2 = (1 - x)^2 + 2,87x^2(p_{red})^{-1} + 1,68x^{0,8}(1 - x)^{0,25}(p_{red})^{-1,64} \quad (2.60)$$

A variável p_{red} é a pressão reduzida, que é obtida através da razão entre a pressão no ponto e a pressão crítica:

$$p_{red} = \frac{p}{p_{crit}} \quad (2.61)$$

Os mesmos autores alegam que esta correlação teve desvio médio de 11,5% de seus dados experimentais.

Cavallini (2006) propuseram uma correlação empiricamente formulada a partir de seus dados experimentais e também de diversos outros autores para o cálculo do fator de atrito e também para o cálculo do multiplicador bifásico, ambos tendo como base um fluxo somente

líquido. Sua formulação abrange especialmente o regime anular, a qual segue para o cálculo do fator de atrito bifásico:

$$f_{bf,sl} = 0,046Re_{sl}^{-0,2} \quad (2.62)$$

E para o cálculo do multiplicador bifásico:

$$\phi_{sl}^2 = I + 3,595JR(1 - E)^Y \quad (2.63)$$

Os parâmetros I , J , R e Y tem seu cálculo feito da seguinte maneira:

$$I = (1 - x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,2} \quad (2.64)$$

$$J = x^{0,9525} (1 - x)^{0,414} \quad (2.65)$$

$$R = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,132} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,44} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{3,542} \quad (2.66)$$

$$Y = 1,398p_{red} \quad (2.67)$$

O parâmetro E indica a quantidade de fluido que escoar em forma de gotas, e é calculado através da equação de Paleev e Filippovich (1966), que segue:

$$E = 0,015 + 0,44 \log \left[\left(\frac{\rho_{vc}}{\rho_l} \right) \left(\frac{\mu_l j_v}{\sigma} \right)^2 10^4 \right] \quad (2.68)$$

As variáveis j_v e σ representam a velocidade superficial de vapor, dada pela Equação 2.19, e a tensão superficial do fluido, respectivamente. O cálculo de ρ_{vc} é feito a partir da seguinte equação:

$$\rho_{vc} = \rho_v \left[\frac{1 + (1 - x)}{x} E \right] \quad (2.69)$$

Friedel (1979) propôs uma correlação a partir de dados empíricos para a determinação do multiplicador bifásico. Sua correlação utilizou dados de escoamentos adiabáticos para canais com diâmetro

inferior a 1 mm , totalizando 25000 pontos experimentais. Sua correlação engloba os números de *Froude*, Fr e também o número de *Weber*, We , mostrados na Seção 2.9.2:

$$\phi_{sl}^2 = I + \frac{0,324JR}{Fr^{0,045}We^{0,035}} \quad (2.70)$$

Onde as variáveis I , J e R são calculadas a partir das seguintes equações:

$$I = (1 + x)^2 + x \left(\frac{\rho_l f_{sv}}{\rho_l f_{sl}} \right) \quad (2.71)$$

$$J = x^{0,78}(1 - x)^{0,24} \quad (2.72)$$

$$R = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7} \quad (2.73)$$

Niño et al. (2005) desenvolveram uma correlação para os regimes anular e intermitente a partir de dados experimentais para R134a, R410a e misturas ar-água, para vazões de 50 a $300\text{ kg/m}^2\text{s}$ e títulos variando entre $x = 0$ e 1 em perfis tipo MPE contendo 6 e 14 canais, em alumínio, com diâmetros hidráulicos de $1,54\text{ mm}$ e $1,02\text{ mm}$, respectivamente. A correlação proposta utiliza também o parâmetro de Martinelli, como mostra a Equação 2.74.

$$\begin{aligned} \phi_{sv}^2 = & \exp(-0,046X_{ann}) \\ & + 0,22[\exp(-0,002X_{ann}) \\ & - \exp(-7X_{ann})] \end{aligned} \quad (2.74)$$

O parâmetro X_{ann} é calculado da seguinte forma:

$$X_{ann} = \left[\left(X_{tt} + \frac{1}{We^{1,3}} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,9} \right] \quad (2.75)$$

Yu et al. (2002) propuseram uma correlação para o cálculo do multiplicador bifásico que foi uma modificação da correlação de Chisholm (1967) para melhor se adequar a seus dados experimentais. Seus dados experimentais foram obtidos em um canal de $2,98\text{ mm}$ de

diâmetro, em ebulição, para fluxos mássicos de 50 a 200 kg/m^2s . Esta foi a correlação que os autores chegaram:

$$\phi_l^2 = \frac{1}{X_{vt}^{1.9}} \quad (2.76)$$

O parâmetro X_{vt} é o Parâmetro de Martinelli modificado, calculado da seguinte forma:

$$X_{vt} = 18,65 \left(\frac{v_l}{v_v} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{Re_v^{0,1}}{Re_l^{0,5}} \right) \quad (2.77)$$

2.11 TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Esta seção irá apresentar métodos para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por modelos e correlações, para escoamentos monofásicos sem mudança de fase e escoamentos bifásicos em condensação.

2.11.1 Transferência de Calor em Escoamentos Monofásicos

Os modelos para transferência de calor têm sido propostos desde o século passado, e têm basicamente o mesmo formato geral para o cálculo do número de *Nusselt*, que segue:

$$Nu_l = Y Re^n Pr_l^m \quad (2.78)$$

Dittus-Boelter (1930), (1985), desenvolveram uma correlação para o cálculo do número de *Nusselt*, válida para o escoamento turbulento em tubos lisos, para $Re > 10.000$ e para $0.7 < Pr_l < 160$.

$$Nu = 0,023 Re^{4/5} Pr_l^{0,3} \quad (2.79)$$

Choi et al. (1991) propuseram uma correlação para escoamentos laminares, com $Re < 2000$, a partir de seus dados experimentais para microcanais com diâmetro interno de 3 a 81 μm com escoamento de nitrogênio gasoso. Os autores chegaram a correlação mostrada na Equação 2.80:

$$Nu = 0,000972Re^{1,17}Pr_l^{1/3} \quad (2.80)$$

Wu e Little (1984) apresentaram uma correlação, a partir de testes realizados com microcanais retangulares com $134 \mu m < D_h < 164 \mu m$, para $Re > 3000$, utilizando nitrogênio gasoso para os testes de transferência de calor. Estes chegaram a seguinte equação:

$$Nu = 0,00222Re^{1,09}Pr_l^{0,4} \quad (2.81)$$

Yu et al. (1995) desenvolveram uma correlação para o cálculo do número de Nusselt para escoamentos turbulentos com $6000 < Re < 20000$, a qual segue:

$$Nu = 0,007Re^{1,2}Pr_l^{0,2} \quad (2.82)$$

Outras correlações têm formatos diferentes dos formatos vistos anteriormente. Adams et al. (1998) obtiveram uma correlação, a partir de seus dados experimentais, para o cálculo do número de *Nusselt* tanto para regime laminar como para regimes turbulentos, em microcanais, apresentando a seguinte forma:

$$Nu = Nu_{gn} + (1 + I) \quad (2.83)$$

Onde Nu_{gn} é o número de *Nusselt* calculado pela equação de Gnielinski (1976):

$$Nu_{gn} = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr_l}{1 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr_l^{2/3} - 1)} \quad (2.84)$$

O fator de atrito f utilizado é o de Filonenko (1954), definido por, Gnielinski (1976):

$$f = (1,82\log(Re) - 1,64)^{-2} \quad (2.85)$$

E o parâmetro I é definido por:

$$I = 7,6 \times 10^{-5}Re \left(1 - \frac{D_h^2}{D_0^2}\right) \quad (2.86)$$

A variável D_0 , é dita como sendo o diâmetro por onde a equação de *Nusselt* de Gnielinski (1976) tem resultados semelhantes aos preditos por Adams et. al. (1998). Esta foi calculada pelos autores para melhor concordância com seus resultados, obtendo $D_0 = 1,164 \text{ mm}$.

Petukhov (1970) desenvolveu uma correlação para regimes turbulentos completamente desenvolvidos, válida para $0,5 < Pr_l < 2000$ e $10^4 < Re < 5 \times 10^6$, apresentada a seguir:

$$Nu = \frac{(f/8)RePr_l}{1,07 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr_l^{2/3} - 1)} \quad (2.87)$$

Hausen (1943) também desenvolveu uma correlação para números de *Reynolds* $Re < 2200$, a qual segue:

$$Nu = 3,66 + \frac{0,19 \left(\frac{RePr_l D_h}{Z} \right)^{0,8}}{1 + 0,117 \left(\frac{RePr_l D_h}{Z} \right)^{0,467}} \quad (2.88)$$

2.11.2 Transferência de Calor em Escoamentos em Condensação

As equações de transferência de calor foram propostas para variados regimes de escoamento. Em regimes estratificados, onde este regime é basicamente um regime ondulado em que a velocidade superficial da fase vapor é baixa, um fator importante é a espessura da camada de líquido condensado. Esta espessura é a principal resistência para a transferência de calor, e alguns modelos foram propostos para este escoamento, baseados no modelo de *Nusselt* com um fator multiplicador de correção, conforme Equação 2.89:

$$h_{estrat} = \Omega \left[\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)g l_{lv} k_l^3}{D \mu_l (T_{sat} - T_{parede})} \right]^{1/4} \quad (2.89)$$

O fator de correção Ω é modificado por diversos autores. Estes modelos levam em consideração efeitos gravitacionais que fazem com que o vapor condensado escoe para a base do tubo. Chato (1962) propôs um fator de correção, desconsiderando a transferência de calor onde o

líquido se acumula, na base do tubo. O valor encontrado por Chato (1962) foi igual à $\Omega = 0,555$.

Dobson (1994) também desenvolveu uma equação para o cálculo do fator Ω para regimes estratificados. Esta foi baseada no parâmetro de Lockhart-Martinelli para escoamentos turbulentos, o qual segue:

$$\Omega = \frac{0,375}{X_{tt}^{0,23}} \quad (2.90)$$

Haraguchi, Koyana e Fuji (1994) também propuseram uma correlação para o cálculo do fator Ω , a qual segue:

$$\Omega = \xi + \{10[(1 - \xi)^{0,1} - 1] + 1,7 \times 10^{-4} \text{Re}_{sl}\} \sqrt{\xi(1 - \sqrt{\xi})} \quad (2.91)$$

Onde o parâmetro ξ é obtido da seguinte forma:

$$\xi = \left[1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \left(\frac{1-x}{x} \right) \right] \left(0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_v}{\rho_l} + 0,4 \frac{1-x}{x}}{1 + 0,4 \frac{1-x}{x}}} \right)^{-1} \quad (2.92)$$

Para escoamentos em regime anular, outra equação geral foi proposta que segue o formato de grande parte das equações para este regime de escoamento, mostrada na Equação 2.93:

$$Nu_{an} = Nu_l F_{tp} \quad (2.93)$$

O número de *Nusselt* Nu_l faz menção ao escoamento monofásico turbulento, e F_{tp} é um fator multiplicador de correção.

Shah (1979) desenvolveu uma correlação para o cálculo de F_{tp} , baseado em seus dados experimentais para macrocanais, com $7 \text{ mm} < D < 40 \text{ mm}$, e para diversos fluidos, a qual segue:

$$F_{tp} = \frac{(1-x)^{0,8} + 3.8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_{red}^{0,38}} \quad (2.94)$$

Para esta equação, o número de *Nusselt* líquido Nu_l para escoamento monofásico é calculado a partir da equação de Dittus-Boelter, Equação 2.79, com o número de *Reynolds* calculado para líquido somente (Re_{sl}).

Cavallini (2006) propôs uma correlação para o cálculo do número de *Nusselt* para escoamentos anular e anular-misto para canais com $0,4 < D_h < 3 \text{ mm}$. Esta correlação é baseada na equação geral para o cálculo do número de *Nusselt* para estes escoamentos, a qual segue a seguinte forma:

$$Nu = \frac{D_h \rho_l c p_l u^*}{k_l T^+} \quad (2.95)$$

Os parâmetros u^* e T^+ representam a velocidade de atrito e a temperatura turbulenta adimensional, respectivamente. A primeira é calculada da seguinte maneira:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_l}} \quad (2.96)$$

onde τ_i representa a tensão de atrito interfacial, dependente do gradiente de pressão, e é definida conforme a Equação 2.98:

$$\tau_i = \frac{dp}{dz} \frac{D_h}{4} \quad (2.97)$$

O gradiente de pressão é calculado a partir das Equações 2.62 a 2.69, proposta pelos mesmos autores. A temperatura turbulenta adimensional é calculada a partir da seguinte equação, para a correlação de Cavallini (2006):

$$T^+ = \begin{cases} Pr_l \delta^+ & \text{se } \delta^+ \leq 5 \\ 5 \left\{ Pr_l + \ln \left[1 + Pr_l \left(\frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & \text{se } 5 < \delta^+ < 30 \\ 5 \left\{ Pr_l + \ln(1 + 5Pr_l) + 0,495 \ln \left(\frac{\delta^+}{30} \right) \right\} & \text{se } \delta^+ \geq 30 \end{cases} \quad (2.98)$$

A variável δ^+ representa a espessura da película de condensado adimensional, calculada a partir da Equação 2.99:

$$\delta^+ = \begin{cases} \sqrt{\frac{Re_l}{2}} & \text{se } Re_l \leq 1145 \\ 0,0504 Re_l^{7/8} & \text{se } Re_l \geq 1145 \end{cases} \quad (2.99)$$

Modelos também foram propostos para englobar múltiplos regimes. Koyama et. al. (2003) propuseram um modelo semi-empírico para escoamentos de R134a em dutos retangulares, a partir de seus dados experimentais, com $D_h = 1,1 \text{ mm}$ e $D_h = 0,8 \text{ mm}$:

$$Nu = (Nu_{an}^2 + Nu_{estrat}^2)^{1/2} \quad (2.100)$$

O número de *Nusselt* estratificado é calculado a partir da Equação 2.89, simplificada para obter o número de *Nusselt*, proposta pelos mesmos autores, e o número de *Nusselt* anular é calculado da seguinte maneira:

$$Nu_{an} = 0,00152(1 + 0,6Pr_l^{0,8}) \left(\frac{\phi_v}{X_{tt}} \right) Re_l^{0,77} \quad (2.101)$$

O parâmetro ϕ_v é calculado a partir da Equação 2.102, que relaciona diâmetro hidráulico e parâmetro de Lockhart-Martinelli:

$$\phi_v^2 = 1 + 21(1 - e^{-0,319D_h})X_{tt}^2 \quad (2.102)$$

Algumas correlações foram baseadas em dados experimentais, como a de Yan e Lin (1999), que foi baseada em dados experimentais

para escoamentos de R134a no interior de tubos circulares com $D = 2mm$ e para baixas velocidades mássicas da ordem de $100 < G < 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$, a qual é mostrada na Equação 2.103:

$$Nu = \frac{6.48 Re_{eq}^{1.04}}{Pr_l^{-0.33} Bo^{0.3} Re_{sl}} \quad (2.103)$$

O parâmetro Bo , chamado número de *Bond*, é calculado da seguinte forma:

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v) D_h^2}{\sigma} \quad (2.104)$$

O número de Reynolds equivalente Re_{eq} é calculado pela Equação 2.105:

$$Re_{eq} = \frac{G_{eq} D_h}{\mu_l} \quad (2.105)$$

E a velocidade mássica equivalente G_{eq} é calculada da seguinte forma:

$$G_{eq} = G \left[(1 - x) + x \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.5} \right] \quad (2.106)$$

2.12 RESUMO

Neste capítulo, foram mostradas algumas fundamentações teóricas que serão utilizadas para comparações e obtenções de resultados no capítulo quatro. O mapa de padrões de escoamento será utilizado para identificar os tipos de escoamento que estão presentes no escoamento em condensação. As equações para queda de pressão em regime monofásico serão comparadas com os resultados experimentais, assim como as equações de transferência de calor no regime monofásico. O mesmo será feito para os testes em condensação, para a queda de pressão e transferência de calor, utilizando a incerteza absoluta média que será mostrada no capítulo 5, como avaliação das correlações frente aos dados experimentais.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

A fim de estudar o processo de condensação em escoamento no interior de microcanais paralelos foi utilizada a bancada experimental de condensação existente no LEPTEN e projetada no trabalho de Goss (2011). No presente trabalho foram realizadas modificações no sistema de controle de vazão da bancada e utilizada uma nova seção de teste consistindo de uma barra de alumínio do tipo MPE de emprego comercial. Neste capítulo, serão apresentados os diferentes equipamentos, incluindo os detalhes da seção de teste, que compõem a bancada e os procedimentos experimentais adotados.

3.1 PROPRIEDADES DO FLUIDO

O fluido de trabalho utilizado na bancada experimental em condensação é o R134a, ou tetrafluoroetano, utilizado em diversas aplicações de refrigeração, e possui propriedades na saturação conforme listadas na tabela 3, elaboradas pelo software EES, para uma pressão de 8,4 bar.

Tabela 3 – Propriedades do fluido R134a á uma pressão de 8,4 bar.

Tabela 2 – Propriedades do R134a à $p = 8,4 \text{ bar}$			
Temperatura de Saturação	T_{sat}	33	$^{\circ}\text{C}$
Calor específico	c_p	1,08	kJ/kgK
Entalpia líquido-vapor	i_{lv}	170,1	kJ/kg
Condutividade térmica do líquido	k_l	0,079	W/mK
Condutividade térmica do vapor	k_v	0,015	W/mK
Massa específica do líquido	ρ_l	1175	kg/m^3
Massa específica do vapor	ρ_v	41	kg/m^3
Massa molar	M	102	kg/kmol

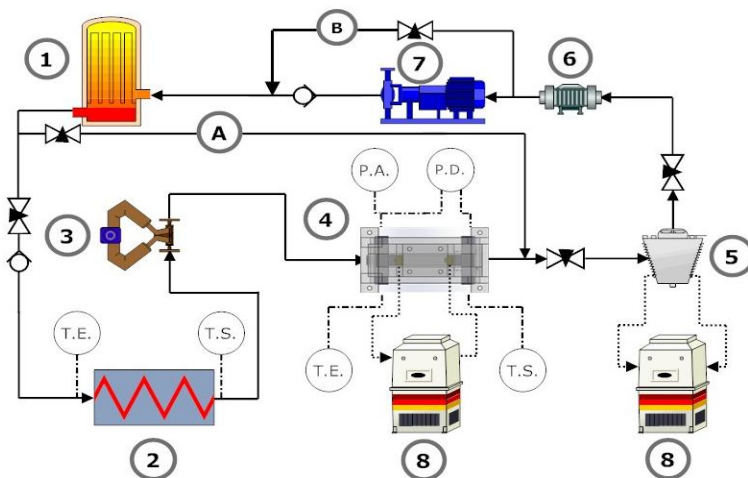
Fonte: EES software.

3.2 BANCADA EXPERIMENTAL

A Figura 24 mostra um diagrama da bancada experimental desenvolvida no laboratório LEPTEN/Boiling com o intuito de realizar

pesquisas em condensação convectiva em microcanais utilizando como fluido de trabalho, mas não exclusivamente, o Tetrafluoroetano (R134a).

Figura 24 – Diagrama da Bancada Experimental.



Fonte: Elaborada pelo autor.

O circuito da bancada é constituído dos seguintes componentes:

- 1 – Caldeira elétrica;
- 2 – Superaquecedor;
- 3 – Medidor de vazão mássica coriolis;
- 4 – Seção de teste;
- 5 – Pós-condensador;
- 6 – Filtro de secagem;
- 7 – Micro-bomba de acoplamento magnético;
- 8 – Banhos térmicos;
- A – Circuito by-pass de isolamento da seção de teste;
- B – Circuito by-pass de isolamento da micro-bomba;
- T.E. e T.S. – Termopares de entrada e saída;
- P.A. e P.D. – Medidores de pressão Absoluta e Diferencial;
- Não Listados - Válvulas tipo agulha e de retenção.

Na sequência, cada componente será descrito.

3.3 CALDEIRA ELÉTRICA

Na Figura 25, é mostrada uma fotografia da caldeira elétrica, responsável pela produção de vapor a ser enviado à seção de teste. O equipamento é feito em aço inoxidável, tendo as seguintes dimensões: 260 *mm* de altura, 115 *mm* de diâmetro externo e 10 *mm* de espessura. Este equipamento é termicamente isolado por uma manta de polietileno expandido com 10 *mm* de espessura que reveste a sua superfície externa. A caldeira também possui um visor, que permite controlar o nível de líquido em seu interior. O aquecimento do fluido é feito através de uma resistência elétrica que está situada no interior da caldeira e opera por imersão no fluido, com resistência total de 48 Ω , podendo dissipar uma potência de até 1000 *W*. A fonte elétrica que alimenta a resistência é controlada automaticamente por um controlador de temperatura digital da marca ERO modelo LFS, em função da temperatura desejada do vapor. Este sistema de controle depende da medição de temperatura interna feita por meio de um PT100, de três fios. A caldeira elétrica recebe líquido subresfriado elevando a sua temperatura até a de saturação ou superaquecimento, condição esta necessária para os testes de condensação. Após o fluido atingir esta condição, o mesmo irá deixar a caldeira, sendo direcionado para superaquecedor.

Figura 25 – Foto da caldeira.



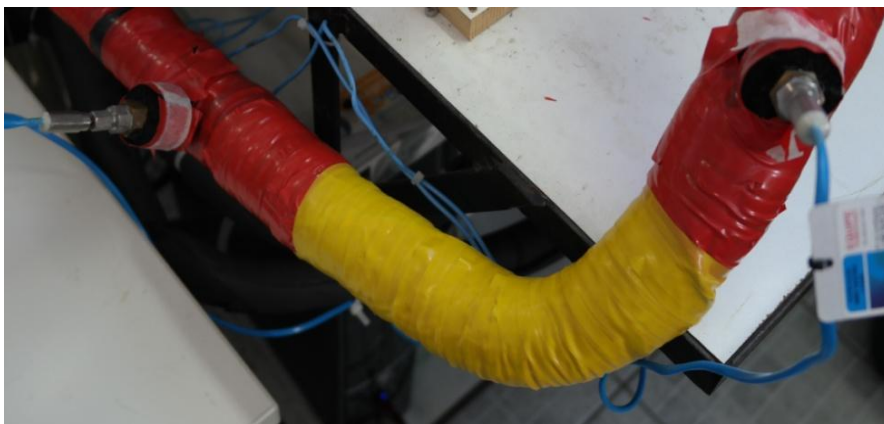
Fonte: Elaborada pelo autor.

3.4 SUPERAQUECEDOR

Uma parte do superaquecedor já isolado é mostrada na Figura 26. O mesmo consiste de um tubo de cobre de 0,5 *pol* de diâmetro interno e 320 *mm* de comprimento dispondo de uma resistência elétrica de níquel-cromo de 11 Ω , do tipo serpentina, enrolada em torno da superfície externa do tubo. Uma fonte elétrica PS-6000, com capacidade de fornecer 30V de tensão e até 6A de corrente elétrica é conectada à resistência, conforme mostrado na Figura 27. Dois termopares do tipo T blindados permitem as medições das temperaturas, no eixo do escoamento, na entrada e na saída do superaquecedor.

O superaquecedor recebe vapor saturado de R-134^a, e é utilizado quando se desejar como condição inicial do teste vapor superaquecido ou para um ajuste fino das condições de teste. Os termopares permitem identificar o grau de superaquecimento. Mediante um balanço térmico, o superaquecedor também pode ser utilizado para determinar a vazão do escoamento, seguindo o procedimento de cálculo apresentado no Apêndice A. Após o fluido passar pelo superaquecedor, o mesmo é enviado para o medidor de vazão mássica do tipo Coriolis.

Figura 26 – Superaquecedor com isolamento térmico.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 27 – Fonte de potência utilizada pelo supraaquecedor.



Fonte: Elaborada pelo autor.

3.5 MEDIÇÃO DE VAZÃO

A vazão mássica do R134a é medida utilizando-se um fluxímetro mássico do tipo Coriolis, modelo MASS2100 DI 1.5 acoplado a um conversor de sinal MASS 6000, ambos da marca SIEMENS conforme mostrado na Figura 28, devidamente isolado termicamente.

Figura 28 – Medidor de vazão mássica do tipo Coriolis.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 4 – Calibração do Medidor de Vazão Coriolis para R134a a 10 *bar* e 65°C.

Fluxo mássico (<i>kg/h</i>)	Queda de pressão (<i>bar</i>)	Velocidade do fluxo (<i>m/s</i>)	Erro máximo (% da vazão mássica)
0,10	0,00052	0,20	$\pm 1,00$
0,82	0,020	1,67	$\pm 0,16$
1,54	0,064	3,14	$\pm 0,12$
2,25	0,13	4,60	$\pm 0,11$
2,97	0,23	6,07	$\pm 0,11$
3,69	0,35	7,53	$\pm 0,10$
4,41	0,50	9,00	$\pm 0,10$
5,13	0,67	10,47	$\pm 0,10$
5,85	0,87	11,93	$\pm 0,10$
6,56	1,10	13,40	$\pm 0,10$
7,28	1,30	14,87	$\pm 0,10$
8,00	1,60	16,33	$\pm 0,10$

Fonte: Elaborada pelo fabricante do medidor.

O fluxímetro mássico do tipo Coriolis possibilita a medição da vazão de vapor R134a, além de sua massa específica e a temperatura por meio de um termopar interno. O fabricante forneceu uma tabela, mostrada na Tabela 4, com os dados da calibração prévia deste sensor operando com R134a na condição de vapor superaquecido, a uma pressão de 10 *bar* e temperatura de 65°C. O medidor de vazão do tipo Coriolis foi empregado para a medição da vazão mássica a montante da seção de teste.

3.6 SEÇÃO DE TESTES

A seção de teste é mostrada em vista explodida na Figura 29. Ela é composta basicamente pelo perfil extrudado de alumínio MPE (*MultiPort Extruded*), com propriedades mostradas na Tabela 5, contendo oito microcanais (ou “multiports”) (1), soldado nas extremidades, aos manifolds ou distribuidores de fluido (2), dez placas

de cobre (3) e dez sensores de fluxo de calor (ou fluxímetros de calor) (4).

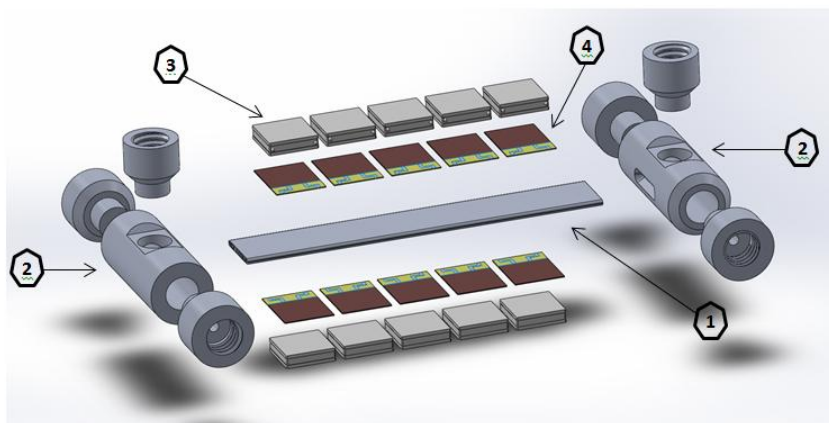
Tabela 5 – Propriedades do perfil MPE.

Dimensões do MPE		
Comprimento	98,5	<i>mm</i>
Largura	16,5	<i>mm</i>
Espessura externa	1,5	<i>mm</i>
Canais Centrais		
Altura	1,1	<i>mm</i>
Largura	1,5	<i>mm</i>
Canais Laterais		
Altura	1,1	<i>mm</i>
Largura	0,45	<i>mm</i>
Meio círculo (raio)	0,735	<i>mm</i>
Outras Medições		
Rugosidade canais	0,29	μm
Espessura parede	0,33	<i>mm</i>
Desvio padrão	0,126	<i>mm</i>

Fonte: Labmetro/CERTI

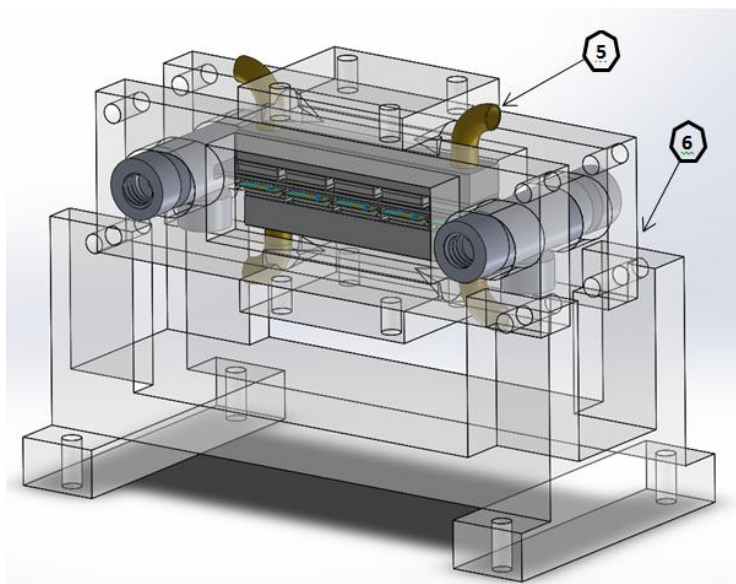
As placas de cobre e os fluxímetros de calor são montados como mostrado na Figura 29 e o conjunto é pressionado por cima e por baixo contra o ao perfil de alumínio a fim de garantir um bom contato entre os diferentes elementos. A montagem final então, mostrada na Figura 30, já contendo os dois sumidouros de calor (5), constituídos de um duto de alumínio, que são montados sobre as placas de cobre. O conjunto, por sua vez, é montado em uma estrutura em acrílico (6) que serve de suporte, além de permitir diferentes orientações angulares do conjunto, em relação ao vetor aceleração da gravidade. No presente trabalho, todos os testes foram realizados com o conjunto na posição horizontal. O perfil de alumínio do tipo MPE, utilizado nesta pesquisa, é um perfil comercial em liga de alumínio 3003, contendo oito microcanais, obtidos pelo processo de extrusão. Os seis canais centrais são retangulares enquanto os dois das extremidades possuem as laterais da extremidade do perfil em forma circular, como se pode observar na Figura 31.

Figura 29 – Seção de teste em vista explodida contendo os manifolds e o perfil de alumínio MPE.



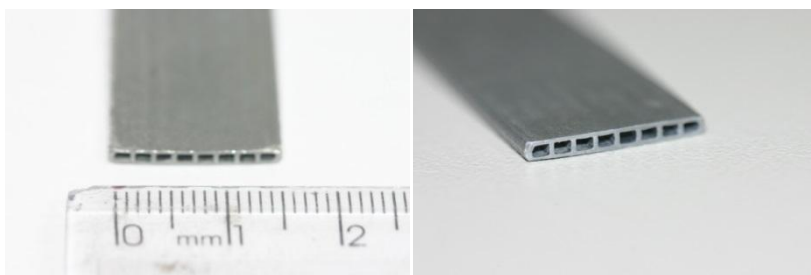
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 30 – Montagem final da seção de testes com estrutura de suporte.



Fonte: Elaborada pelo autor.

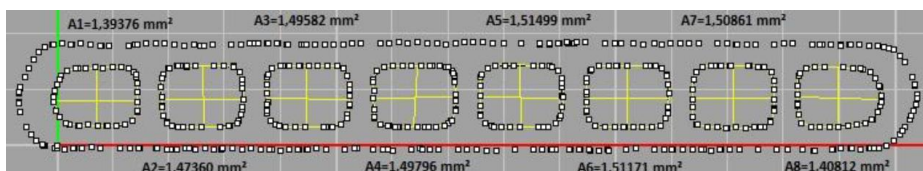
Figura 31 – Corte transversal do perfil de alumínio mostrando os microcanais.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A caracterização dimensional dos microcanais também foi realizada na Fundação CERTI por meio da técnica de tomografia computadorizada, ver Figura 32, juntamente com medições utilizando um microscópio óptico. Por ser um material muito dúctil, os microcanais não são todos de mesmo formato, mesmo na montagem eles podem sofrer pequenas deformações sem, no entanto, alterar profundamente as áreas das seções transversais dos microcanais.

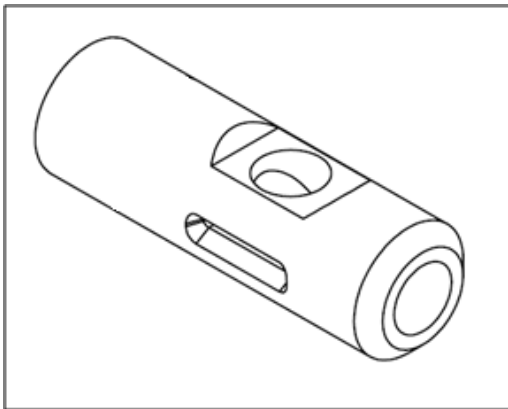
Figura 32 – Medição da área dos canais feita por tomografia computadorizada.



Fonte: Elaborada pelo autor.

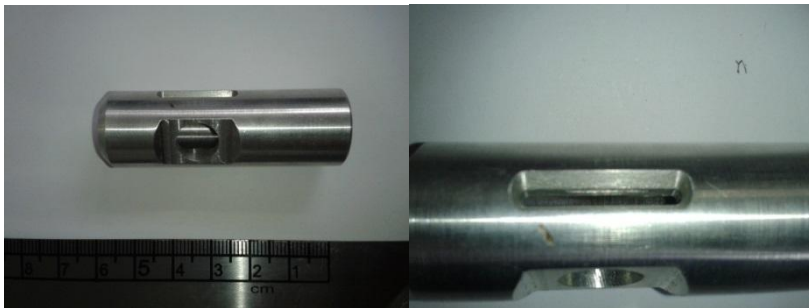
O diâmetro hidráulico médio dos microcanais, calculado pela Equação 2.17, então feita a média dos canais, é $D_h = 1,24 \text{ mm}$. O perfil de alumínio foi soldado em dois manifolds de alumínio comercial, fabricados a partir de um cilindro de alumínio maciço usinado até o formato final, conforme mostrado na Figura 33. Após várias tentativas para realizar o processo de união por brasagem das extremidades do perfil de alumínio com os manifolds conseguiu-se vencer os problemas com vazamentos ou derretimento do perfil. A solução encontrada foi usinar chanfros e rebaixos, conforme se pode observar na Figura 34 nos manifolds.

Figura 33 – Formato final do manifold em vista isométrica.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 34 – Vista mostrando os rebaixos e chanfros feitos nos manifolds.

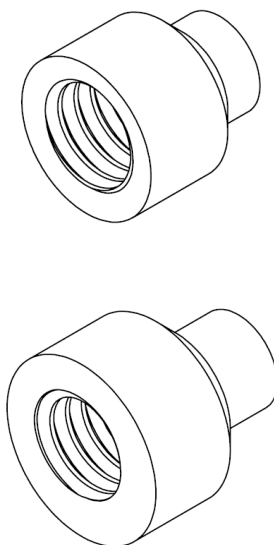


Fonte: Elaborada pelo autor.

Para que se possa fazer o acoplamento dos sensores utilizados para a aquisição da pressão e temperatura no interior de ambos os manifolds, além da conexão dos manifolds com todo o sistema de tubulações da bancada experimental, foram projetadas conexões roscadas que depois seriam soldadas nos manifolds, conforme Figuras 35 e 36. Com os manifolds finalizados e a soldagem das conexões, foi feita a união da seção de teste (perfil de alumínio MPE). Esta união foi feita com ambas as extremidades do perfil inseridas em 2,5 mm no orifício destinado para a brasagem. Para esta união, utilizou-se uma

vareta de alumínio para solda da marca MIGRARE modelo ISI-1, que possui baixo ponto de fusão e boa aderência aos materiais do perfil e do manifold, ao fim de não causar a fusão do perfil de alumínio.

Figura 35 – Conexões utilizadas para os sensores e tubulações.



Fonte: Elaborada pelo autor.

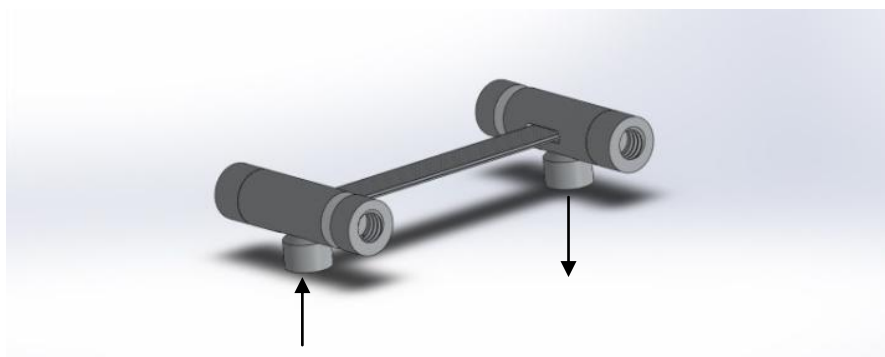
Figura 36 – Manifold com a união das conexões finalizada.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Chama-se a atenção para o fato de que a espessura das paredes dos canais e, portanto, do perfil de alumínio, é muito pequena o que exigiu um cuidadoso processo de brasagem. Foi utilizada uma tocha de gás propileno como fonte de calor, e após a prévia limpeza das peças com álcool etílico e lixamento o processo de brasagem foi iniciado. A peça final, resultado da união dos manifolds e conexões como é mostrada nas Figuras 37 e 38, restando um comprimento externo de condensador total de 93,5 *mm*.

Figura 37 – Seção de testes finalizada.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 38 – Fotografia da secção de teste, após brasagem.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Nos manifolds, o fluido entra pelas conexões e é distribuído entre os oito microcanais, depois retorna para a tubulação. A entrada do fluido foi feita na vertical a um ângulo de 90 graus com o eixo dos microcanais no intuito de aumentar a distribuição do vapor de R134a, diminuindo o efeito da variação da vazão em cada um deles tornando-a mais uniforme. A saída do R134a, também é feita na vertical, mas agora descendente, facilitando assim a retirada do fluido que foi condensado e que poderia ficar acumulado no manifold de saída, caso a saída fosse ascendente.

3.7 TRANSDUTORES DE PRESSÃO

Nos manifolds, são feitas as tomadas de pressão por meio de um transdutor de pressão diferencial modelo ESI Protran 3200, mostrado na Figura 39. A faixa de medição do transdutor de pressão é de 0 bar a 4 bar de pressão diferencial, tendo como resposta uma corrente de 4 a 20 mA com incerteza de $0,12\text{ bar}$. Este fará a aquisição

da queda de pressão total devido a todos os efeitos inerentes à condensação e vazão de fluido.

Figura 39 – Medidor de pressão diferencial.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Também é feita a medição de pressão absoluta por meio de um transdutor de pressão absoluta do fabricante KELLER modelo PA-11, mostrado na Figura 40. Este transdutor pode medir uma faixa de 0 até 10 bar, com incerteza de fundo de escala de $1000 Pa$. Os transdutores foram instalados nos manifolds de entrada e de saída. Tomou-se o cuidado para que ficassem acima do plano da seção de teste a fim de prevenir contra um possível acúmulo de líquido condensado nos capilares de tomada de pressão.

Figura 40 – Medidor de pressão absoluta.



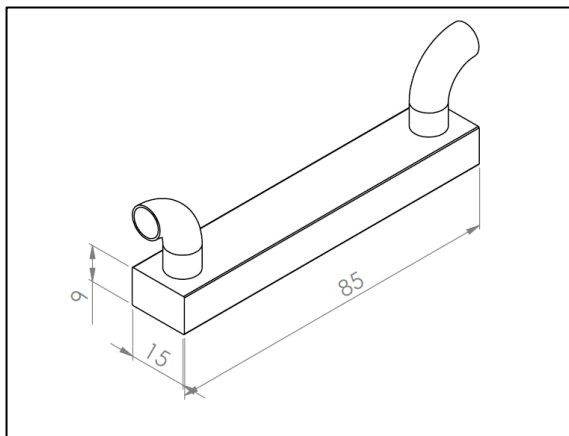
Fonte: Elaborada pelo autor.

Foi também necessária a aquisição da temperatura do fluido nos manifolds, para isto, dois termopares tipo T foram utilizados. Com os dados de temperatura e pressão na entrada da seção de teste, pode-se identificar o estado em que o fluido está no momento em que o mesmo entra no manifold e como consequência, também se infere o estado termodinâmico do fluido na entrada dos microcanais, a fim de bem caracterizar as condições para o início dos testes.

3.8 SUMIDOUROS DE CALOR

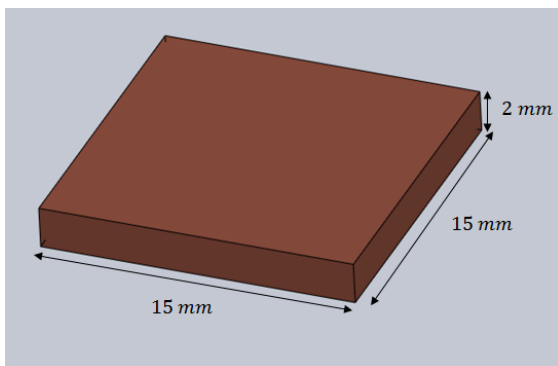
A remoção do calor do R134a, a fim de promover a condensação do vapor no interior dos microcanais, é feita com o auxílio de dois sumidouros de calor, ligados a banhos térmicos, que fazem o contato com o perfil de alumínio MPE por meio de 10 placas de cobre, como já mostrado na Figura 29 e que, a seguir, serão vistos com maior detalhe. Na Figura 41, um detalhe do duto utilizado como sumidouro de calor. Os dois sumidouros de calor foram fabricados em alumínio comercial e as dimensões da base ($15\text{mm} \times 85\text{mm}^2$) definem a área de contato com o perfil de alumínio MPE.

Figura 41 – Sumidouros de calor.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 42 – Placa de cobre utilizada para contato entre o sumidouro e o perfil MPE.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A largura da base é igual à do perfil de alumínio MPE. Os sumidouros possuem conectores na entrada e na saída que podem ser conectados por meio de mangueiras flexíveis a um banho térmico da marca MICROQUIMICA modelo MQBMP-01, permitindo o bombeamento de mistura de etileno-glicol (20%) e água (80%), em

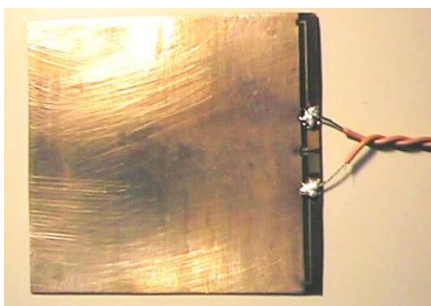
volume, utilizada como fluido de resfriamento, cuja temperatura pode atingir até -20°C .

Neste trabalho foram realizados experimentos com temperaturas do banho entre -6 e -12°C . O contato da base dos sumidouros de calor com o perfil MPE é feito por meio de dez placas de cobre, cujas dimensões são apresentadas na Figura 42. A utilização das placas de cobre foi a solução encontrada para simplificar a instalação de termopares fixados nas faces inferior e superior do perfil de alumínio, nas folgas entre as placas, conforme se verá mais tarde.

3.9 TRANSDUTORES DE FLUXO DE CALOR

Os transdutores de fluxo de calor, que serão chamados a partir daqui de fluxímetros de calor, foram utilizados na medição do fluxo de calor removido pelos sumidouros em contato com os blocos de cobre que, por sua vez, estão em contato com o perfil MPE. Os transdutores foram fabricados no LMPT-UFSC. Os mesmos possuem área de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, a mesma das placas de cobre, e possuem espessura de $300 \mu\text{m}$. Na Figura 43, é mostrada uma fotografia de um fluxímetro de calor.

Figura 43 – Fluxímetro de calor.

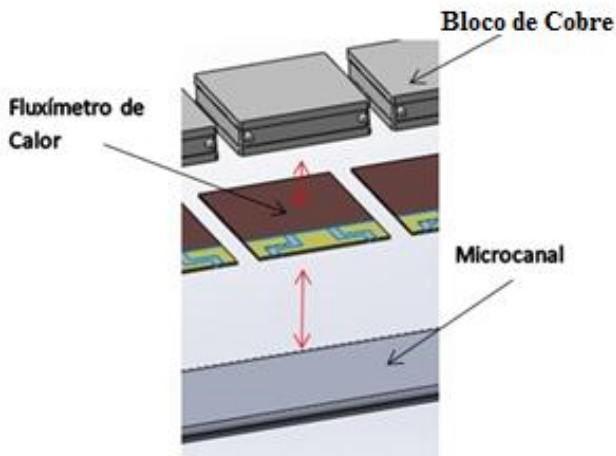


Fonte: Elaborada pelo autor.

Cada fluxímetro de calor foi montado em contato com o perfil de alumínio e sobre o fluxímetro foi montada uma placa de cobre, mostrada na Figura 44. A fim de reduzir as resistências de contato nas interfaces fluxímetro/perfil de alumínio e fluxímetro/placa de cobre, foi utilizada pasta térmica. O fluxímetro de calor permite medir o calor

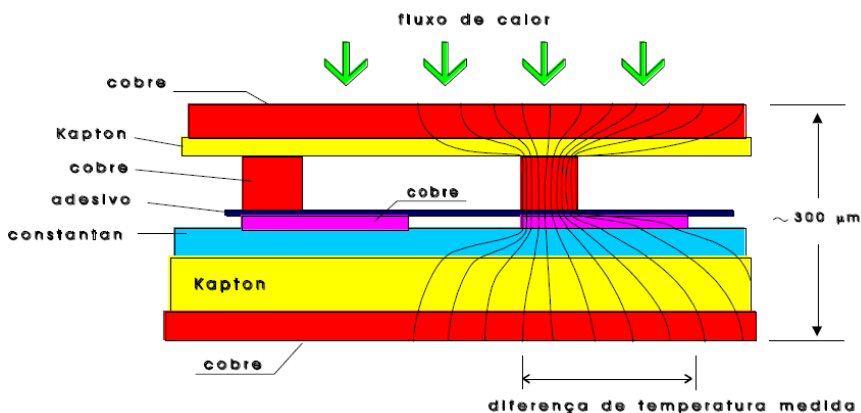
extraído do vapor através do perfil de alumínio. O fluxo de calor é proporcional à tensão elétrica nos bornes do transdutor, conforme indicado na Equação 3.1.

Figura 44 – Posicionamento dos fluxímetros de calor e das placas de cobre.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 45 – Funcionamento de um fluxímetro de calor.



Fonte: Elaborado pelo autor.

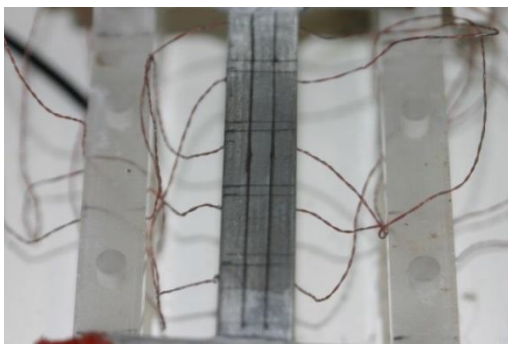
$$q = c.V \quad (3.1)$$

Os valores de c (coeficiente do fluxímetro de calor) são obtidos experimentalmente, exigindo, portanto, o levantamento da curva de calibração de cada fluxímetro, cuja descrição será apresentada na Seção 3.14.1. Seu princípio de funcionamento se baseia em criar um gradiente de temperatura tangencial ao plano de medição, desviando o fluxo de calor, conforme Figura 45. Internamente, o fluxímetro possui diversos termopares planares, os quais fazem a medição da temperatura e então a convertem em tensão.

3.10 MEDIÇÃO DE TEMPERATURA DO MPE

A medição de temperatura na secção de teste é necessária para se obter o seu perfil e conseqüentemente os coeficientes de transferência de calor locais. Na seção de teste foram instalados vinte termopares do tipo E (*Chromel-Constant*), da marca Omega, de $0,125\text{ mm}$ de diâmetro. Os fios são encapados com bainha de Teflon, e cada lado do perfil de alumínio dispõe de dez termopares, dois em cada seção, nas folgas entre os fluxímetros de calor. Os locais onde foram fixados os termopares estão marcados conforme mostrados na Figura 46. A largura das folgas entre dois fluxímetros de calor é de, aproximadamente, $2,5\text{ mm}$, e os termopares foram fixados na linha de centro de cada folga a 5 mm das extremidades do microcanal, conforme mostrado na Figura 47.

Figura 46 – Localização dos termopares.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Os termopares foram colocados em um espaço de aproximadamente $2,5\text{ mm}$ entre as placas de cobre e fluxímetros de calor.

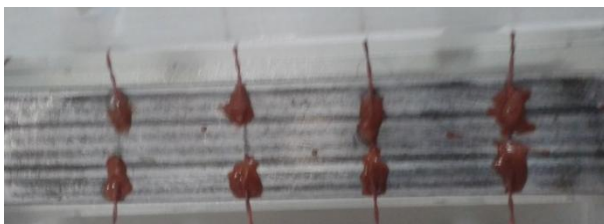
Figura 47 – Espaçamento lateral entre termopares.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Após a marcação, os termopares foram fixados através de uma cola de cianeto (superbonder) misturada com pó de cobre a fim de diminuir a resistência de contato entre a junção de medição do termopar e a superfície do perfil de alumínio do tipo MPE, observar Figura 48.

Figura 48 – Termopares colados.

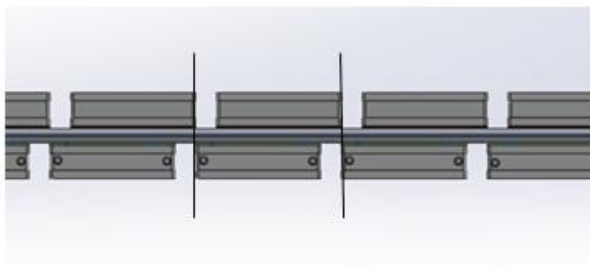


Fonte: Elaborada pelo autor.

Devido à necessidade de se instrumentar o perfil de alumínio com termopares, nos dois lados do perfil, os conjuntos fluxímetro de calor e placa de cobre foram montados com uma folga de $2,5\text{ mm}$ entre eles, a fim de permitir a fixação de um par de termopares do tipo E, em

cada folga, conforme se pode conferir na Figura 49. Os conjuntos fluxímetro de calor e placa de cobre de um lado e do outro do perfil de alumínio também foram defasados de uma distância igual a da folga a fim de não interromper completamente o resfriamento do perfil na área da folga, caso estas fossem simétricas, conforme mostrado também na Figura 49.

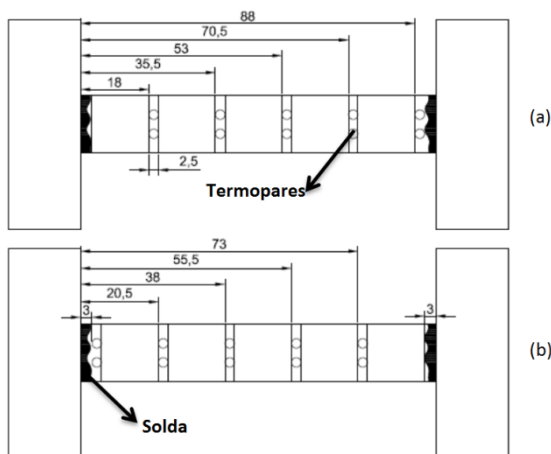
Figura 49 – Defasagem dos conjuntos fluxímetro de calor e placa de cobre.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Uma visão geral das posições dos termopares é mostrada na Figura 50:

Figura 50 – Localização dos termopares no lado superior do perfil de alumínio (a) e no lado inferior do mesmo (b), em mm.

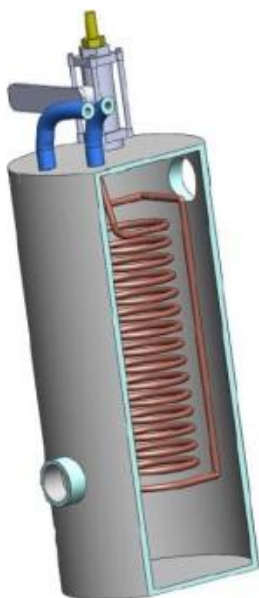


Fonte: Elaborada pelo autor.

3.11 PÓS-CONDENSADOR

O pós-condensador, mostrado em corte na Figura 51 é feito em aço inoxidável, possui dimensões semelhantes às da caldeira (260 mm de altura, 115 mm de diâmetro externo e 10 mm de espessura de parede). O pós-condensador possui uma serpentina interna por onde é bombeado o fluido refrigerante, uma mistura de água a 80% e etileno-glicol a 20% em volume. Esta mistura é bombeada por um banho térmico marca LAUDA modelo RK 8 CP, mantido a temperaturas variando entre -10 e 10°C . Este também possui uma abertura no topo, com válvula, para que se possa realizar o carregamento da bancada de testes com o fluido de trabalho. Um mostrador de nível em sua lateral mostra a quantidade deste em seu interior. O pós-condensador condensa o restante do vapor que não foi condensado na seção de teste, além de ter o papel de servir como reservatório de fluido para bancada.

Figura 51 – Pós-condensador em corte.



Fonte: Elaborada pelo autor.

3.12 FILTRO

Um filtro tipo elemento sólido, da marca Danfoss, modelo Eliminator é localizado após o pós-condensador e previne que materiais particulados cheguem à bomba. Este filtro também tem ação secante que elimina a umidade do fluido de trabalho.

3.13 BOMBA

O bombeamento do fluido de trabalho é obtido por meio de uma motobomba de engrenagens, de acoplamento magnético, série D da marca Tuthill, mostrada na Figura 52.

Figura 52 – Bomba utilizada na bancada de testes.



Fonte: Elaborada pelo autor.

O motor elétrico que aciona a bomba de engrenagens é conectado a um inversor de frequência da marca Dart, série 15, que faz o controle da rotação do motor elétrico, variando assim a rotação da bomba e conseqüentemente a vazão.

3.14 AQUISIÇÃO DE SINAIS

A aquisição dos sinais dos termopares tipo *E* e tipo *T*, dos fluxímetros de calor e dos transdutores de pressão diferencial e absoluta é feita por dois sistemas de aquisição de dados da marca AGILENT, modelo 34972A. Os termopares enviam sinais de tensão, juntamente com os sensores de pressão absoluta e os fluxímetros de calor. Os transdutores de pressão diferencial e absoluta enviam sinais de corrente para o AGILENT, que é lido por um módulo especial para tal. Os sinais então são transmitidos para um programa AGILENT Benchlink Datalog Pro, instalado no computador da bancada. Em seguida, é feita, automaticamente, a conversão dos sinais seguindo as curvas de calibração que foram previamente inseridas.

3.15 OPERAÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL

Nesta seção, serão descritos os procedimentos operacionais para a operação da bancada, em cada condição de teste.

3.15.1 Carregamento do Fluido de Trabalho

Primeiramente, a bancada experimental é carregada com o fluido *R134a*, do qual é obtido a partir de pequenos botijões comerciais de 13,2 kg, do fabricante *Dupont*. Para que se possa fazer o carregamento, inicialmente toda a bancada é posta em vácuo por meio de uma bomba de vácuo. O vácuo é necessário para que se possa retirar qualquer umidade e ar que possa afetar os testes, além de facilitar todo o processo de carregamento. O vácuo é feito com a bomba por um tempo de até 5 horas.

Assim, terminado o processo, a bomba é desligada e todas as válvulas da bancada são fechadas. O banho térmico em contato com o pós-condensador é ligado então, configurado para uma temperatura de 0°C. Após algum tempo de espera, o botijão de gás é conectado ao topo do pós-condensador, de maneira que o botijão fique com sua abertura virada para baixo, e o botijão em posição acima do pós-condensador. As válvulas do botijão e do topo do pós-condensador então são abertas, e o líquido no interior do botijão escoar sob a ação da gravidade e também com a pressão mais baixa no interior do pós-condensador. O nível de fluido é acompanhado pelo mostrador de nível, até que o mesmo atinja o seu topo.

A partir disto, ambas as válvulas são fechadas, e o banho térmico do pós-condensador é configurado para uma temperatura de 20°C. O aumento da temperatura faz com que a pressão interna do pós-condensador também aumente. Após certo período, com a temperatura do banho já estabilizada, as válvulas que ligam o circuito do pós-condensador até a caldeira são abertas e a microbomba de engrenagens é ligada. O fluido irá escoar do pós-condensador até a caldeira, esvaziando o pós-condensador. A bomba então é desligada, as válvulas fechadas e o processo é repetido até que o mostrador de nível na caldeira mostre o fluido atingindo o seu nível máximo. Quando isto ocorrer, então é feito um último carregamento do pós-condensador para que este atinja o nível máximo.

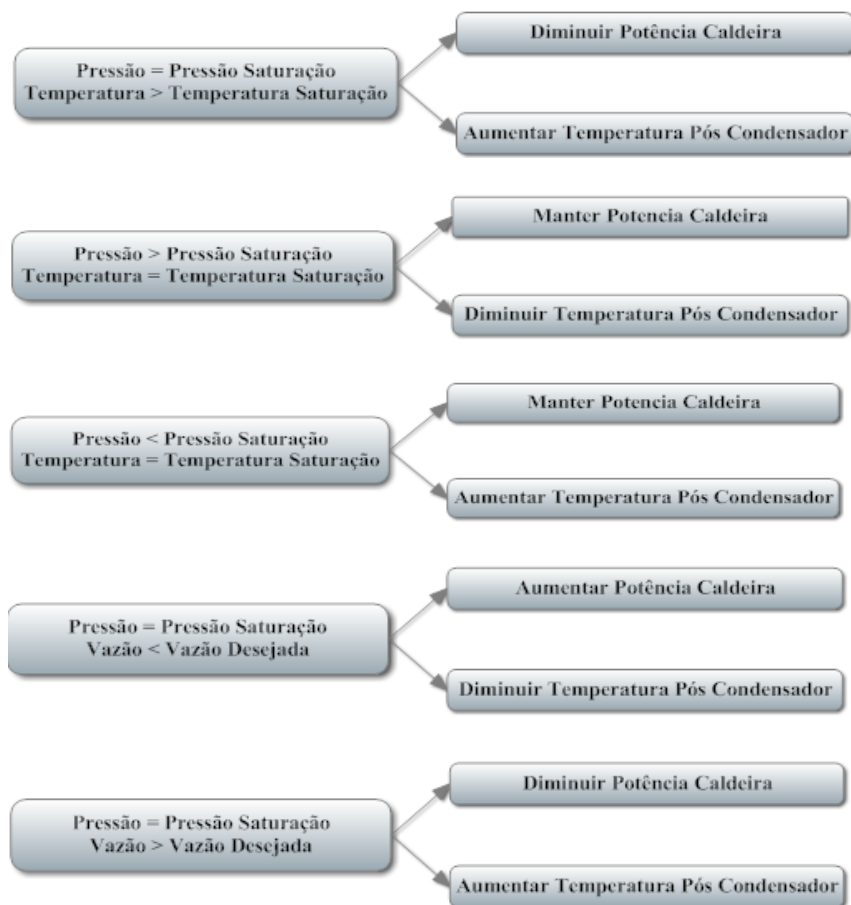
3.15.2 Obtenção das Condições Iniciais

O software REFPROP é utilizado para se obter as propriedades termodinâmicas do R134a, cujas condições de pressão e temperatura de saturação servem de base para o ajuste das condições de teste. Todos os testes devem ser feitos à temperatura de saturação, na entrada dos microcanais, e este controle foi feito comparando-se a temperatura e a pressão medidas no manifold com as propriedades indicadas pelo REFPROP.

3.15.3 Influência dos Ajustes

Primeiramente, a pressão é obtida na entrada da seção de teste, e assim a temperatura de saturação para esta pressão obtida na tabela é comparada com a temperatura do fluido no manifold de entrada. A partir desta base são feitos os ajustes, conforme descritos na Figura 53. Para os ajustes de vazão, a bomba é ajustada separadamente por meio de do inversor de frequência a fim de manter o nível da caldeira e do pós-condensador constantes. O projeto da bancada levou em conta um fluxo de fluido constante em um circuito fechado, por isto a bomba é mantida sempre ligada, exigindo um controle independente, por meio de ajuste de um inversor de frequência que, por sua vez, determina o ponto de operação da bomba em função da rotação do motor elétrico acoplado à mesma

Figura 53 – Combinações de ajustes possíveis na bancada de testes.



Fonte: Elaborada pelo autor.

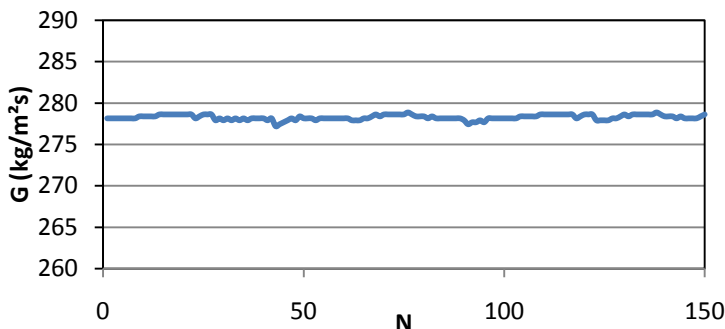
Para que os níveis de líquido, no pós-condensador e na caldeira, se mantenham constantes, é necessária a contínua visualização de ambos os níveis, ao mesmo tempo em que se varia a rotação da bomba. O *bypass* da bomba, Figura 24, também foi utilizado, pois a vazão que circula pelo mesmo também influi na vazão da bomba. A pressão máxima em todos os testes foi de aproximadamente 10 *bar*. Assim, para alguns testes em que esta condição poderia ser desrespeitada foi

necessária a retirada de fluido da bancada a fim de diminuir a carga de fluido e permitir que o teste para aquela condição pudesse ser realizado a pressões mais baixas.

Para que os banhos do sumidouro de calor e do pós-condensador pudessem ter uma capacidade de refrigeração mais alta, cada um recebeu um banho térmico auxiliar, com a mesma mistura de etileno-glicol que os banhos principais.

Uma vez atingidas todas as condições de teste e restrições da bancada, iniciava-se a aquisição dos dados, ao qual totalizaram 150 aquisições para cada condição. Foram adquiridos, ao todo, 342 pontos experimentais para a queda de pressão e 190 para a transferência de calor. Estes dados foram tratados utilizando um programa, feito no EES, que será discutido no próximo capítulo. As Figuras 54, 55, 56 e 57 exemplificam uma aquisição típica de dados de condensação para um teste com vazão de $277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$, com o total de 150 pontos. As medições de vazão demonstram pequenas variações, da ordem de até $3 \text{ kg/m}^2\text{s}$, inerentes ao processo de condensação juntamente com o funcionamento da bancada e sistema de bombeamento, também vistos na variação da pressão de entrada, Figura 55, e também na variação da queda de pressão, Figura 56.

Figura 54 – Variação da vazão mássica em um intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.

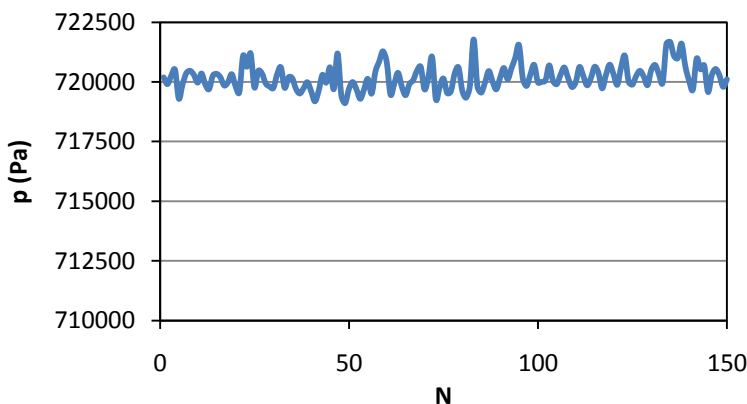


Fonte: Elaborada pelo autor.

Os fluxos de calor medidos com o fluxímetro, de uma forma geral, apresentaram pouca ou nenhuma variação ao longo do tempo para as condições de um determinado teste. Este comportamento é um

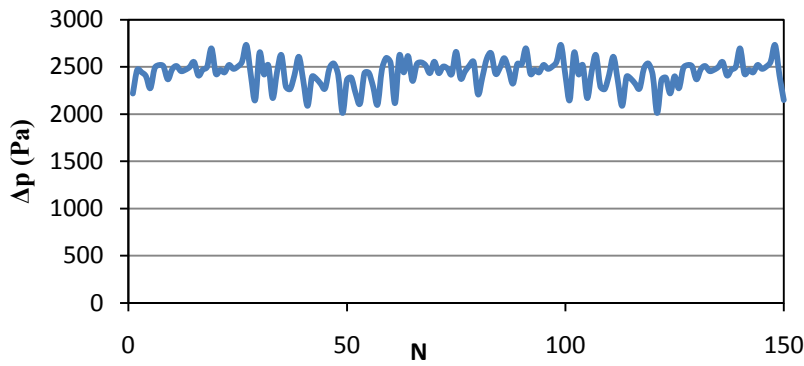
indicador de que o sumidouro está cumprindo o seu papel e que o bombeamento de fluido da mistura de etileno glicol e água é adequado. Porém, existem diferenças consideráveis entre os fluxos de calor removidos por cada placa de cobre, como pode ser observado na Figura 57, com as curvas de T representando os fluxímetros do topo do MPE (lado de cima do perfil) e B os fluxímetros em contato com o lado de baixo do perfil MPE. Estes resultados não eram esperados e será melhor discutido na seção 5.2.2.1.

Figura 55 – Variação da pressão no intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.



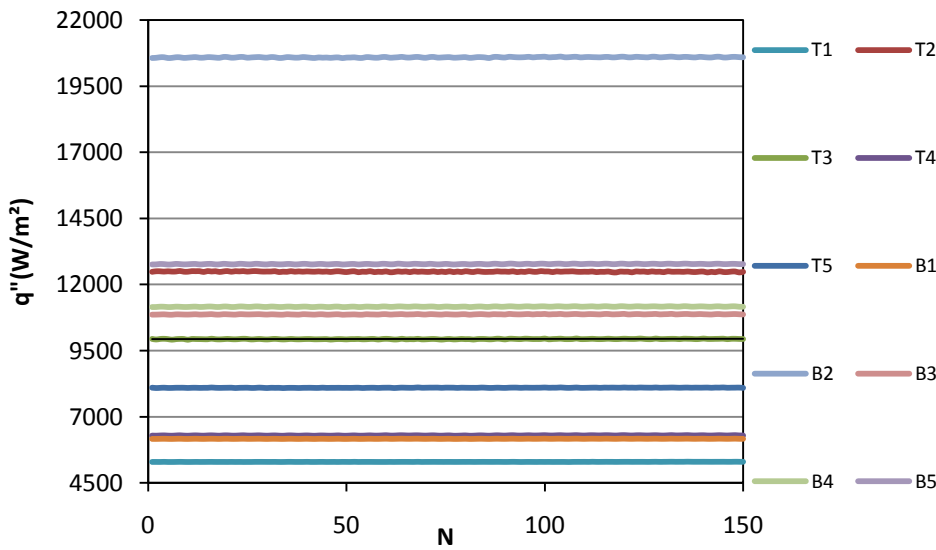
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 56 – Variação da queda de pressão para um intervalo de 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 57 – Variação do fluxo de calor medido pelos fluxímetros em 150 aquisições para a condensação, com $G = 277,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $p = 7,2 \text{ bar}$.



Fonte: Elaborado pelo autor.

4. TRATAMENTO DOS DADOS

Todos os dados obtidos nos experimentos foram tratados utilizando programas feitos no software EES, para o cálculo da queda de pressão e do coeficiente de transferência de calor (ou número de *Nusselt*), para escoamentos monofásico e bifásico. A seguir, serão apresentados esses programas.

4.1 ESCOAMENTO MONOFÁSICO

4.1.1 Queda de Pressão

A queda de pressão no escoamento monofásico é medida a partir do transdutor de pressão diferencial, e então utilizando dados de entrada como a vazão, pressão de entrada e parâmetros geométricos do microcanal, é feita a comparação com as correlações clássicas para queda de pressão monofásica.

Para o cálculo da pressão de saída, utiliza-se a seguinte equação:

$$p_{saída} = p_{entrada} - \Delta p \quad (4.1)$$

onde Δp é a pressão medida pelo transdutor de pressão diferencial. É calculada também uma pressão média e temperatura média, a partir das Equações 4.2 e 4.3:

$$p_{média} = \frac{p_{entrada} + p_{saída}}{2} \quad (4.2)$$

$$T_{média} = \frac{T_{entrada} + T_{saída}}{2} \quad (4.3)$$

A pressão média e temperatura média são utilizadas para o cálculo das propriedades do fluido. Assim sendo, utilizando-se a Equação 2.36, pode-se calcular o fator de atrito para aquele escoamento. A comparação dos resultados experimentais então para o fator de atrito é feita com os resultados para fator de atrito para as outras correlações.

4.1.2 Transferência de Calor

Nos cálculos de transferência de calor, têm-se como dado de entrada a temperatura medida na entrada e saída dos microcanais (manifolds), a temperatura dos termopares no MPE, a taxa de calor medido pelos sensores de fluxo de calor, e a vazão medida pelo medidor de vazão coriolis. As propriedades médias também são calculadas pelas Equações 4.2 e 4.3, e é obtida a entalpia de entrada e de saída.

A entalpia é utilizada para o cálculo da eficiência de isolamento, ou seja, a eficiência do material isolante utilizado na secção de testes, sendo feita partir da seguinte equação que demonstra um balanço térmico entre o fluxo de calor retirado e a diferença de entalpia, variando de $0 < \eta < 1$:

$$\eta = \frac{q_{total}}{\dot{m}(i_{entrada} - i_{saída})} \quad (4.4)$$

Os valores encontrados para a eficiência do isolamento térmico serão utilizados para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor monofásico e bifásico. Assim, na transferência de calor, é calculada a temperatura de parede interna para cada intervalo entre as placas de cobre, onde estão inseridos os termopares, seguindo a Equação 4.5:

$$T_{parede,i} = T_{espaço,i} + \frac{q_i e}{A_{placa} k} \quad (4.5)$$

onde $T_{espaço,i}$ é a temperatura de cada espaço entre as placas de cobre, ao qual existem dois termopares em cada um, totalizando 9 espaços. Assim, $T_{espaço,i}$ é obtida pela média de ambos. q_i é a taxa de calor medida pelos fluxímetros de calor imediatamente antes do espaço, no sentido do escoamento de fluido, e a espessura de parede do microcanal, A_{placa} é a área da placa de cobre e k é a condutividade térmica do alumínio liga 3003, composição do MPE, á temperatura ambiente, igual á $k = 221,9 \text{ w/mK}$.

Com a temperatura de parede calculada, é feito o cálculo do coeficiente de transferência de calor, para cada ponto:

$$h_{espaço,i} = \frac{\eta q_i / A_{placa}}{T_{média} - T_{parede,i}} \quad (4.6)$$

Com os valores dos coeficientes de transferência de calor obtidos, é feita uma média entre todos:

$$h_{m\acute{e}dio} = \frac{\sum_{i=1}^9 h_{espa\ c o, i}}{9} \quad (4.7)$$

Com a média obtida, é calculado o número de *Nusselt* médio, conforme segue:

$$Nu_{m\acute{e}dio} = \frac{h_{m\acute{e}dio} D_h}{k_l} \quad (4.8)$$

Onde k_l é a condutividade térmica do líquido. Os resultados das correlações clássicas para o numero de *Nusselt* então são comparadas com o número de *Nusselt* experimental obtido pela correlação anterior.

4.2 ESCOAMENTO BIFÁSICO

4.2.1 Queda de Pressão

Para escoamento bifásico em condensação, as correlações teóricas mostradas na Secção 2.10.2 são utilizadas para que se possa ser feita a comparação entre a queda de pressão obtida pelo transdutor de pressão diferencial e a queda de pressão calculada teoricamente. As propriedades do fluido são agora calculadas pontualmente nos espaços entre os blocos de cobre, utilizando os dados dos termopares, transdutores de pressão diferencial e absoluto e sensores de taxa de calor.

4.2.2 Transferência de Calor

Nos cálculos de transferência de calor, é feita a hipótese de queda de pressão linear em todo o canal. Assim, a partir da queda de pressão obtida pelo transdutor de pressão diferencial, calcula-se a pressão na seção onde encontram-se os termopares, em cada espaço, pela Equação 4.9:

$$p_i = p_{entrada} - \frac{(l_i \Delta p)}{Z} \quad (4.9)$$

O parâmetro l_i é a posição do termopar localizado em um dos espaços, medida a partir do início do perfil MPE, conforme Figura 50, e L o comprimento total refrigerado do MPE.

Com o valor da pressão em cada seção instrumentada com termopares (dois por seção), é obtida a temperatura de saturação também em cada ponto. Assim o coeficiente de transferência de calor local é calculado da seguinte maneira:

$$h_i = \frac{\eta q_i / A_{placa}}{T_{sat,i} - T_{parede,i}} \quad (4.10)$$

Onde $T_{sat,i}$ é a temperatura de saturação calculada em cada ponto e $T_{parede,i}$ é a temperatura de parede interna. O título de vapor em cada ponto também é calculado, utilizando as entalpias de líquido e vapor obtidas nas seções analisadas, além da entalpia bifásica calculada a partir da equação que segue:

$$i_i = i_{i-1} - \frac{q_i}{\dot{m}} \quad (4.11)$$

Onde i_{i-1} é a entalpia obtida na seção anterior. Assim, o título é calculado pela Equação 4.12:

$$x = \frac{i_i - i_{l,i}}{i_{v,i} - i_{l,i}} \quad (4.12)$$

O título calculado será utilizado nas equações teóricas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, e o coeficiente de transferência de calor experimental será comparado com o coeficiente de transferência de calor teórico, calculado pelas correlações apresentadas na Seção 2.11.2.

5. RESULTADOS

Neste capítulo, são apresentados os resultados experimentais e, em seguida, as comparações com os valores calculados utilizando as correlações estudadas nas seções 2.10 e 2.11. A comparação dos resultados experimentais com os resultados calculados utilizando as correlações é mostrada na forma de uma incerteza absoluta média (*IAM*), calculada a partir da seguinte equação:

$$IAM(\%) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{X_{i,experimental} - X_{i,teórico}}{X_{i,experimental}} \right| \cdot 100 \quad (5.1)$$

5.1 TESTES COM ESCOAMENTO MONOFÁSICOS

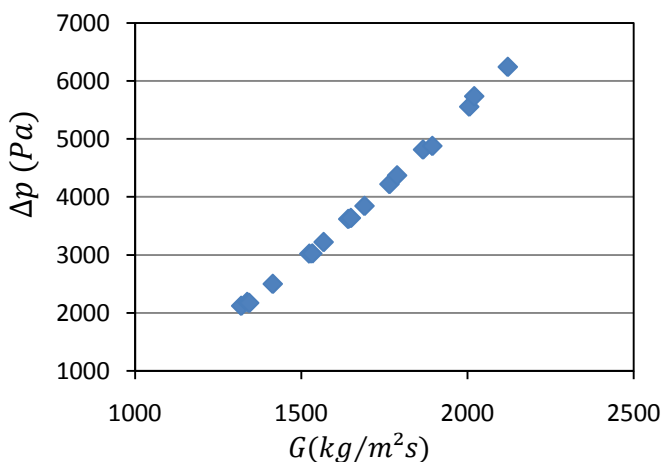
5.1.1 Queda de Pressão

Os testes monofásicos para a queda de pressão foram feitos para estado líquido, por onde a bancada de testes experimental foi validada. As vazões utilizadas foram altas para que se pudesse chegar à quedas de pressão encontradas no escoamento bifásico. Para isto, foram obtidos 17 medições para a queda de pressão monofásica, sem remoção de calor. Os testes para queda de pressão abrangem os seguintes parâmetros:

- $1319 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 2121 \text{ kg/m}^2\text{s}$
- $7,3 \text{ bar} < p < 8,3 \text{ bar}$
- $24^\circ < T < 26^\circ\text{C}$
- $7841 < Re < 12892$

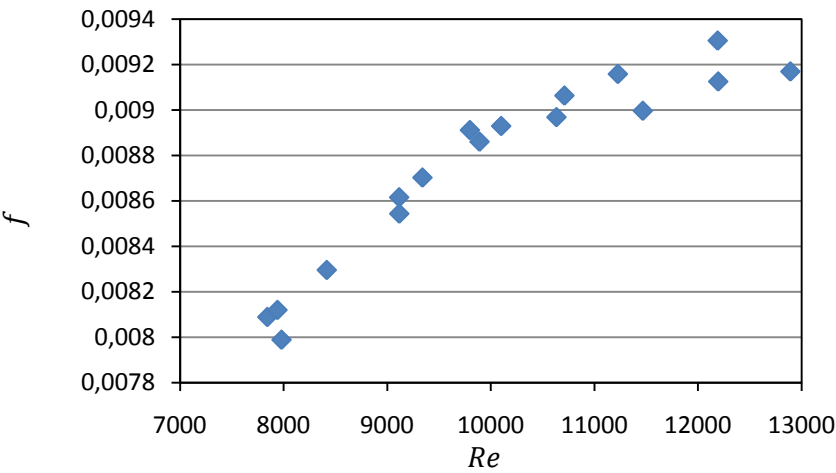
As vazões selecionadas para estes testes tiveram como objetivo promover uma maior queda de pressão, próxima das quedas de pressão encontradas em escoamentos em condensação. Os resultados para queda de pressão em função da vazão mássica são mostrados na Figura 58. Com os dados experimentais de queda de pressão obtidos, foram calculados os fatores de atrito correspondentes em função do número de Reynolds na Figura 59. Os dados experimentais para o fator de atrito ficaram bem próximos para a faixa de números de *Reynolds* testada. As leis clássicas preveem a diminuição do fator de atrito com o aumento do número de Reynolds até um ponto em que o fator de atrito permanece constante quando o número de *Reynolds* é muito elevado, na chamada região que só depende da rugosidade da superfície. Pode-se dizer que os dados plotados na Figura 59 tendem a uma situação de menor influência do Re, já que a derivada da curva de tendência parece tender a diminuir para números de Re acima de 10.000. Talvez o mais prudente seja considerar o fator de atrito médio de 0,008755 para os casos de escoamento monofásico da fase líquida testada. Estes, por sua vez, foram comparados aos valores previstos pelas correlações empíricas apresentadas na secção 2.10. A correlação de Blasius, mostrada na Equação 2.37, é utilizada para o cálculo do fator de atrito. Esta comparação é mostrada na Figura 60.

Figura 58 – Resultados para queda de pressão monofásica.



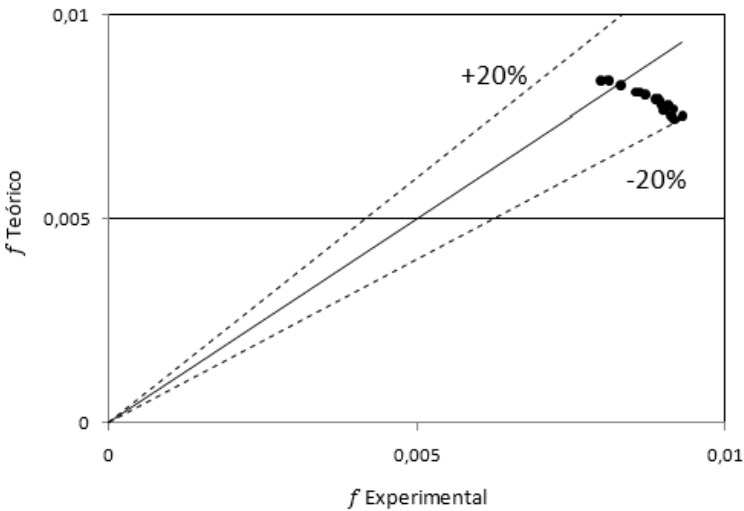
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 59 – Comparação do fator de atrito de *fanning* com o numero de Reynolds.



Fonte: Elaborado pelo autor.

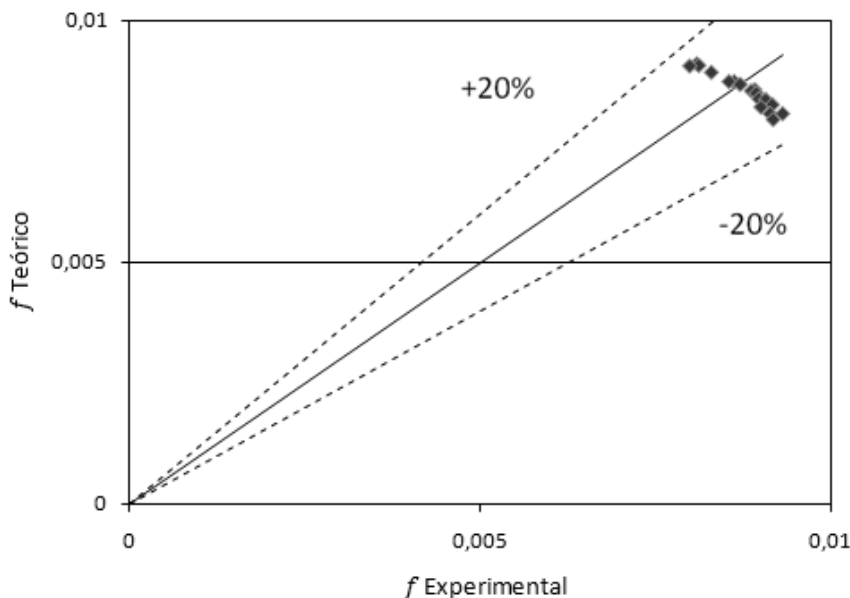
Figura 60 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e calculados pela correlação de Blasius (1913), Equação 2.37.



Fonte: Elaborada pelo autor.

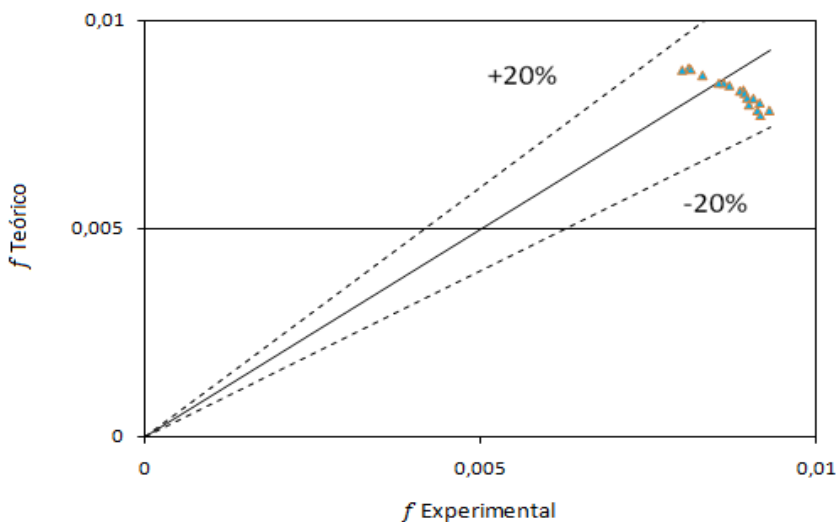
A incerteza absoluta média (*IAM*) para a correlação de Blasius foi de 10,5%. A comparação dos resultados experimentais com os previstos pela equação de Philips (1987), Equação 2.38, é mostrada na Figura 61. A *IAM* para a correlação de Philips foi de 8,7%. Por fim, a comparação foi feita com o fator de atrito calculado por meio da correlação de Kandlikar e Grande (2003), Equação 2.42, cuja comparação é mostrada na Figura 62. A *IAM*, neste caso, foi de 9,1%. Assim, para as três correlações clássicas testadas, a *IAM* ficou entre 8,7% e 10,5%, que pode ser considerada uma incerteza aceitável, o que indica que a metodologia para o cálculo e a medição da queda de pressão são válidas. As outras correlações mostradas na seção 2.10 indicaram *IAMs* pouco maiores que 20 % e por isto não foram mostradas, aqui.

Figura 61 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e calculados pela correlação de Philips (1987), Equação 2.38.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 62 – Comparação dos resultados para o fator de atrito experimental e o fator de atrito calculado pela correlação de Kandlikar e Grande (2003), Equação 2.43.



Fonte: Elaborada pelo autor.

5.1.2 Transferência de Calor

Os testes para transferência de calor englobaram as seguintes faixas de propriedades:

- $212,7 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 529,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$
- $8,8 \text{ bar} < p < 10,2 \text{ bar}$
- $31,3^\circ\text{C} < T_{\text{entrada}} < 32,6^\circ\text{C}$
- $25^\circ\text{C} < T_{\text{saída}} < 29,9^\circ\text{C}$
- $1327 < Re < 3439$

- $8,6 \text{ kW/m}^2 < q'' < 11,4 \text{ kW/m}^2$

Ao todo foram obtidos 27 pontos experimentais para a transferência de calor monofásica. A faixa de vazões utilizada para este teste tentou aproximar os valores do número de *Reynolds* encontrado no escoamento em condensação. A eficiência do isolamento foi calculada a partir dos dados experimentais utilizando as equações mostradas na Secção 4.1.2, Equação 4.4, obtendo-se o resultado médio de $\eta = 0,94$. Ou seja, a eficiência do isolamento térmico se mostrou muito boa, visto que se tem somente 6% de perdas térmicas.

A Figura 63 mostra os coeficientes de transferência de calor encontrados, em função da velocidade mássica G para temperaturas de resfriamento do banho em contato com o sumidouro de -6°C (pontos triangulares) e -12°C (pontos quadrados). Outra tendência esperada foi o aumento do coeficiente de transferência de calor com o aumento de G , para cada caso. Assim, pode-se fazer a comparação dos dados experimentais com os correspondentes previstos pelas correlações. A Figura 64 mostra a comparação com a correlação de Dittus-Boelter (1930,1987), Equação 2.79.

Figura 63 – Resultados obtidos para o coeficiente de transferência de calor monofásico líquido para temperaturas diferentes do banho térmico.

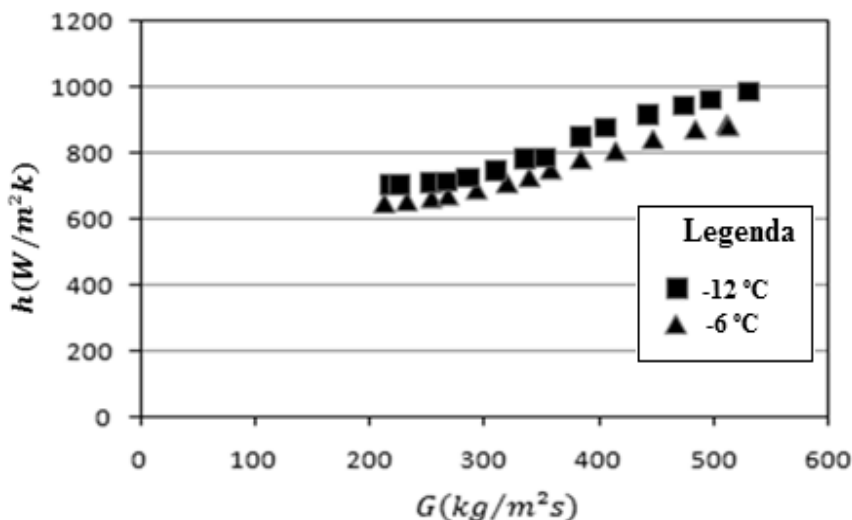
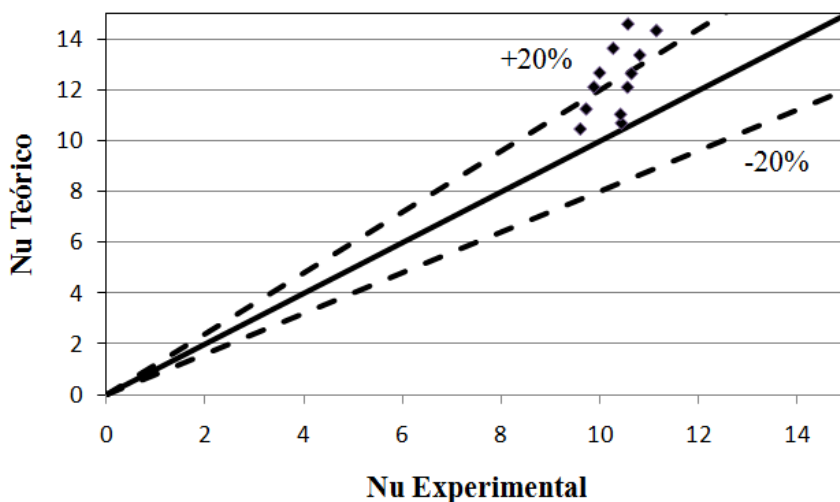


Figura 64 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Dittus-Boelter (1930,1985), Equação 2.79.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Os dados experimentais apresentaram uma *IAM* de 34,8% com relação aos previstos pela correlação de Dittus-Boelter, o que é considerado muito alto. Normalmente, esta correlação consegue boa aderência aos resultados experimentais, com *IAM* de até 20%.

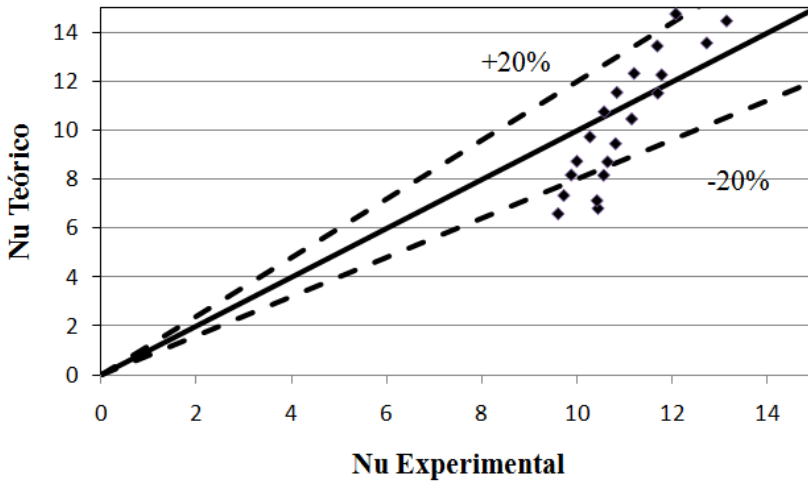
Os dados experimentais também foram comparados com a correlação de Choi (1991), Equação 2.80, mostrados na Figura 65, e o *IAM* foi de 19,5%, o que pode ser considerado bom.

A Figura 66 mostra a comparação dos dados experimentais com os previstos pela correlação de Wu (1984), Equação 2.82. A *IAM* em relação a esta correlação foi de 39,8%.

A Figura 67 mostra a comparação dos resultados experimentais com os previstos pela correlação de Yu (1995). A *IAM* encontrada, neste caso, foi de 22,2%.

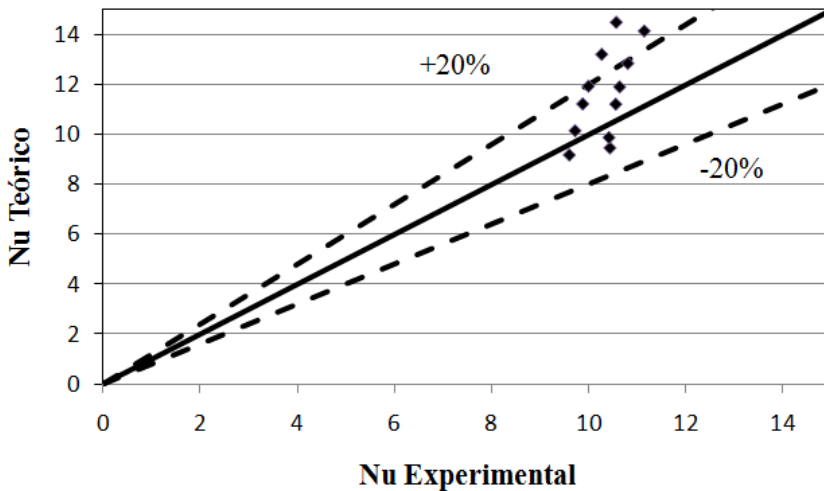
Nas Figuras 68, 69 e 70 são apresentados os resultados experimentais com os previstos pelas correlações de Adams (1998), Petuckov (1970) e Hausen (1943), respectivamente. As *IAMs* encontradas foram as seguintes: 24,4%, 25,4% e 36,7%, com relação as correlações de Adams (1998), Petuckov (1970) e Hausen (1943), respectivamente.

Figura 65 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Choi (1991), Equação 2.80.



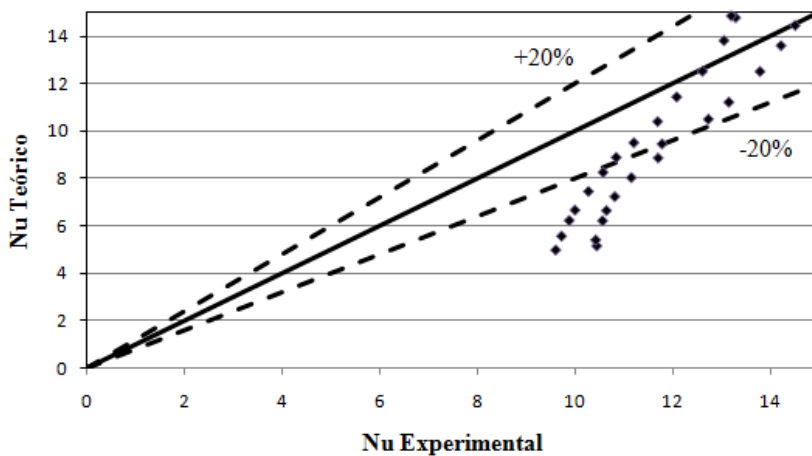
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 66 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Wu (1984), Equação 2.81.



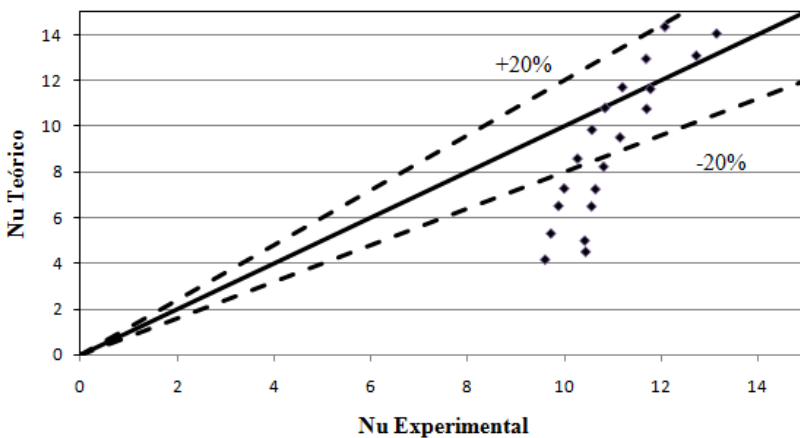
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 67 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Yu (1995), Equação 2.82.



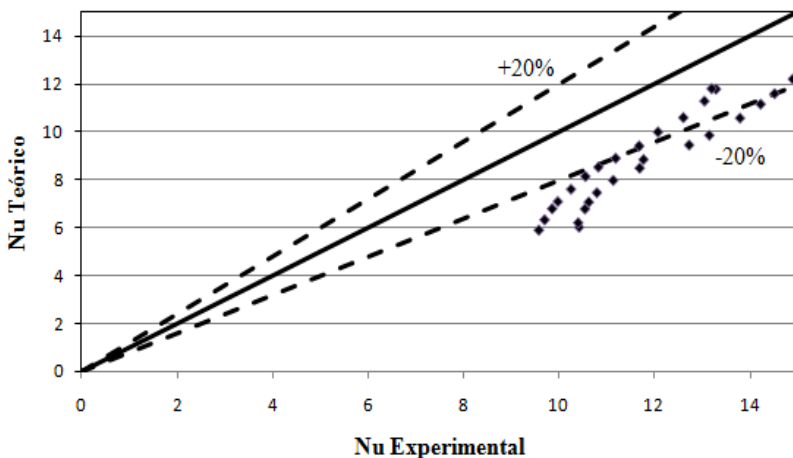
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 68 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Adams (1998), Equação 2.83.



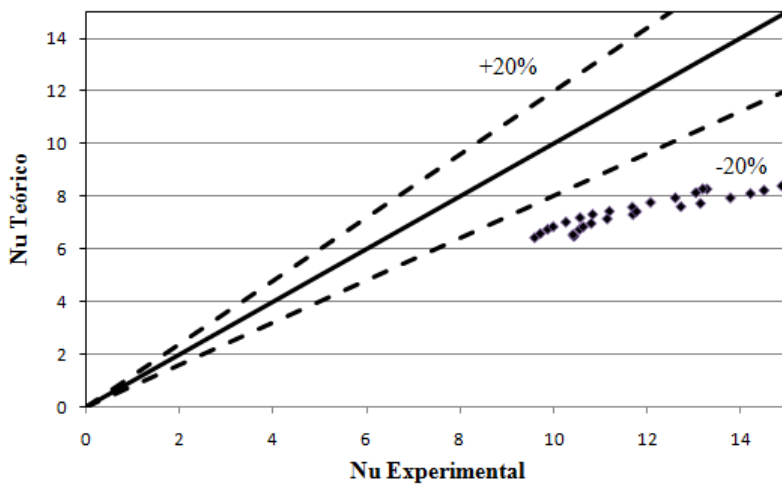
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 69 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Petuckov (1970), Equação 2.87.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 70 – Comparação dos resultados para o Nu experimental e o Nu calculado pela correlação de Hausen (1943), Equação 2.88.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Dentre as correlações testadas, aquela que possibilitou a menor *IAM* foi a de Choi, com um valor de 19,5%. Isto demonstra que a metodologia de cálculo do coeficiente de transferência de calor também é válida.

5.2 TESTES DE CONDENSAÇÃO

Os testes em condensação foram feitos envolvendo os seguintes parâmetros:

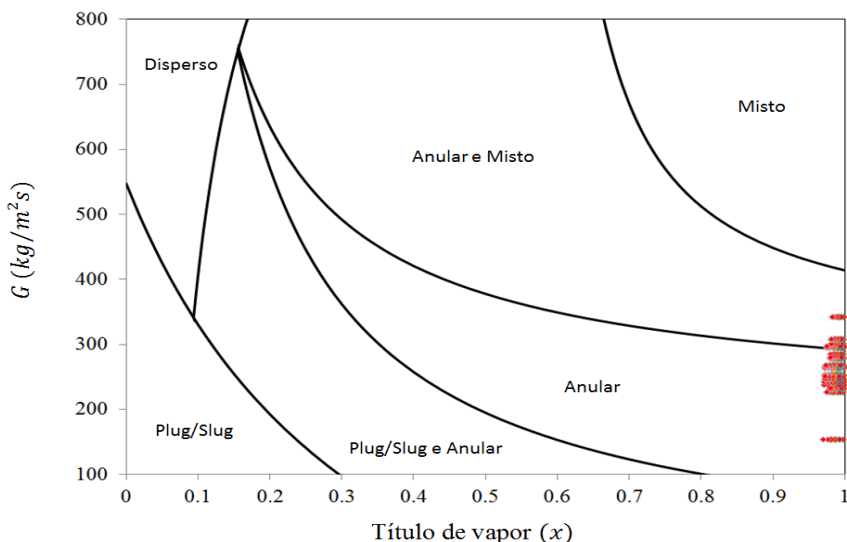
- $154 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 342,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$
- $6,8 \text{ bar} < p < 9,6 \text{ bar}$
- $462,1 \text{ Pa} < \Delta p < 4146 \text{ Pa}$
- $25,9^\circ\text{C} < T_{\text{saturação}} < 37,8^\circ\text{C}$
- $0,97 < x < 1$
- $1,7 < Re_l < 54,2$
- $15780 < Re_v < 33349$
- $8,1 \text{ kW/m}^2 < q'' < 12,3 \text{ kW/m}^2$

O mapa de padrões de escoamento mostrado na Seção 2.7, Figura 22, permite identificar os regimes de escoamento em função do título e vazões mássicas encontradas. Este é mostrado na Figura 71.

Pode-se visualizar no mapa que os pontos experimentais ficaram nas áreas de escoamento anular e anular e misto. Como os experimentos realizados tiveram como aspecto geral baixas vazões mássicas, com baixos fluxos de calor e altíssimos títulos, era de se esperar que o regime de escoamento fosse anular, pois muito pouco fluido foi condensado. Ainda, para todos os testes que serão descritos, o número de confinamento **Co**, mostrado na Secção 2.3, Equação 2.16

calculado para todos os pontos experimentais, ficou entre **0,60** e **0,76**, indicando que está acima do limite de transição macro-micro canal, que é de **0,5**.

Figura 71 – Pontos experimentais plotados no mapa de padrões de escoamento proposto por Coleman e Garimella para canais de seção quadrada e $D_h = 1\text{mm}$.



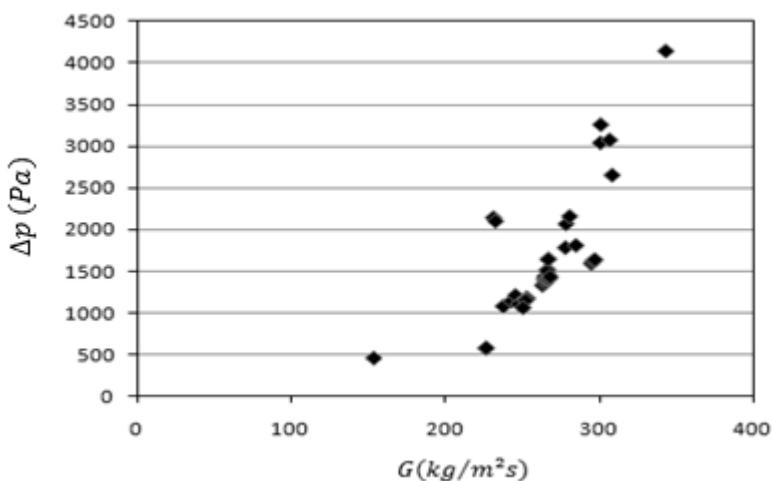
Fonte: Elaborado pelo autor.

5.2.1 Queda de Pressão

A comparação com as correlações para queda de pressão na condensação é mostrada nesta secção. Ao todo foram obtidos 342 pontos experimentais para a queda de pressão na condensação. Os resultados para a queda de pressão em função das vazões testadas são mostrados na Figura 72. Os resultados para queda de pressão foram baixos, mas esperados devido aos pequenos níveis de condensação obtidos, também demonstrados pela pequena faixa de títulos obtida pelos experimentos. Cavallini et al.(2005) obtiveram resultados próximos para queda de pressão, para títulos mais baixos, mas vazões próximas das utilizadas, em um perfil MPE. Goss (2011) obteve, para canais circulares, resultados maiores para a mesma faixa de vazões testadas, em até duas vezes a queda de pressão encontrada nos

resultados deste experimento, para canais circulares, mas com fluxos de calor até cinco vezes maiores e por consequência uma maior faixa de títulos. Deve-se acrescentar que a largura do condensador testado por Goss (2011) era o dobro da do presente estudo e, portanto, era um condensador menos compacto, com maior área de restrição de passagens do fluido vindo do manifold de entrada para os canais. A distribuição do fluxo mássico pode alterar estes resultados também, ao ponto de que um canal recebendo uma maior quantidade terá uma menor taxa de condensação, enquanto que um canal com pouco fluxo mássico possa ter uma condensação mais completa, fazendo assim com que a queda de pressão seja diferente para estes dois canais.

Figura 72 – Queda de pressão no escoamento em condensação



Fonte: Elaborada pelo autor.

A seguir são feitas as comparações dos dados experimentais com as correlações teóricas para queda de pressão, mostradas na Secção 2.10.2.

A comparação entre os pontos experimentais e a correlação para queda de pressão utilizando o modelo homogêneo, Secção 2.10.2.1, Equações 2.48 a 2.50, é mostrada na Figura 73. A comparação dos resultados experimentais com os calculados utilizando o modelo homogêneo apresentou uma IAM de 178,4%. Este modelo é o mais

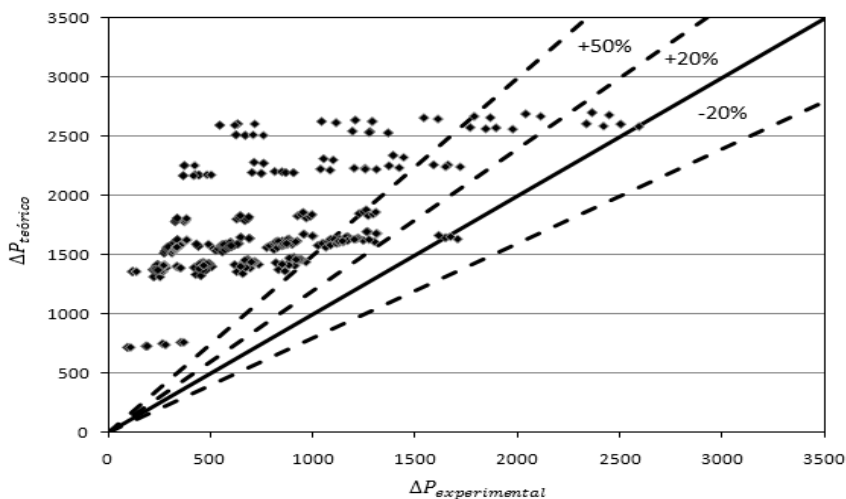
simples, mas também o menos indicado, fisicamente, para o regime anular por não considerar o escorregamento entre as fases. Porém, os valores obtidos experimentalmente foram superestimados pelo modelo, em mais de 50%, quando o esperado era o contrário.

A comparação com os pontos obtidos pela correlação de Cavallini et al. (2006), Equações 2.62 a 2.69, são mostrados na Figura 74. A correlação de Cavallini et al. (2006) obteve um *IAM* de 16,7% sobre os pontos experimentais, com boa distribuição dos valores teóricos encontrados frente aos experimentais, tendo um pequeno desvio para valores abaixo dos valores experimentais para quedas de pressão mais altas. Este baixo valor de incerteza é de certa forma esperado, pois a correlação foi desenvolvida para canais de diâmetro hidráulico semelhantes aos deste trabalho, além do que é aplicável principalmente para escoamentos com regime anular, como os obtidos neste experimento, conforme mostrado na Figura 71 no mapa de padrões de escoamento.

A Figura 75 mostra a comparação dos dados experimentais com a correlação de Zhang e Webb (2001). Esta correlação obteve *IAM* = 127,6% de erro frente aos dados experimentais, superestimando os valores experimentais. Embora esta também tenha sido desenvolvida para microcanais tipo MPE, a mesma não considerou a transferência de calor, ou seja, foi elaborada para escoamentos adiabáticos. A seguir é mostrada a comparação dos dados experimentais com os dados obtidos pela correlação de Yu (2002), Equações 2.77 a 2.78, na Figura 76. Esta correlação apresentou uma incerteza absoluta média *IAM* de 33,1% em relação aos resultados experimentais. Esta correlação mostrou um resultado muito interessante, visto que a mesma foi desenvolvida para microcanais em ebulição, caso oposto do presente trabalho, embora subestime os resultados experimentais na maioria dos casos, entre -20% a -50%.

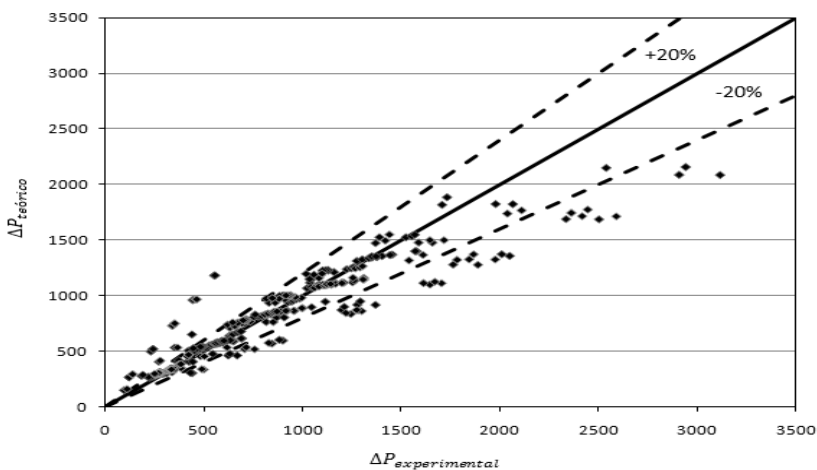
As outras correlações apresentadas na Secção 2.10.2, correlação de Friedel (1979) e de Nino et al. (2005), obtiveram erros muito grandes, superestimando ou subestimando os valores experimentais em mais de dez vezes, e por isto não foram mostradas em gráficos. Dentre as outras correlações testadas, a que mais se aproximou dos dados experimentais foi a correlação de Cavallini (2006), com *IAM* = 16.7%. A seguir será abordada a transferência de calor.

Figura 73 – Comparação entre dados experimentais e correlação para queda de pressão utilizando o modelo homogêneo, Equações 2.48 a 2.50.



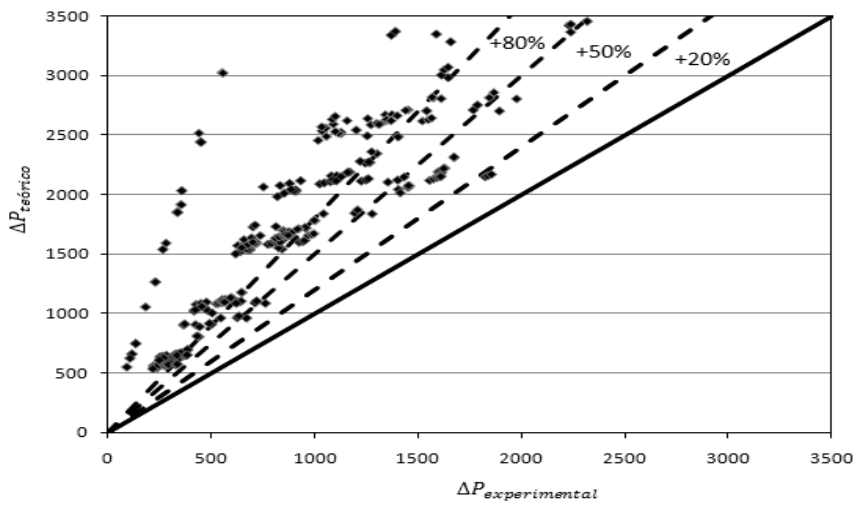
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 74 – Comparação de dados experimentais de queda de pressão com a correlação de Cavallini (2006), equações 2.63 a 2.70.



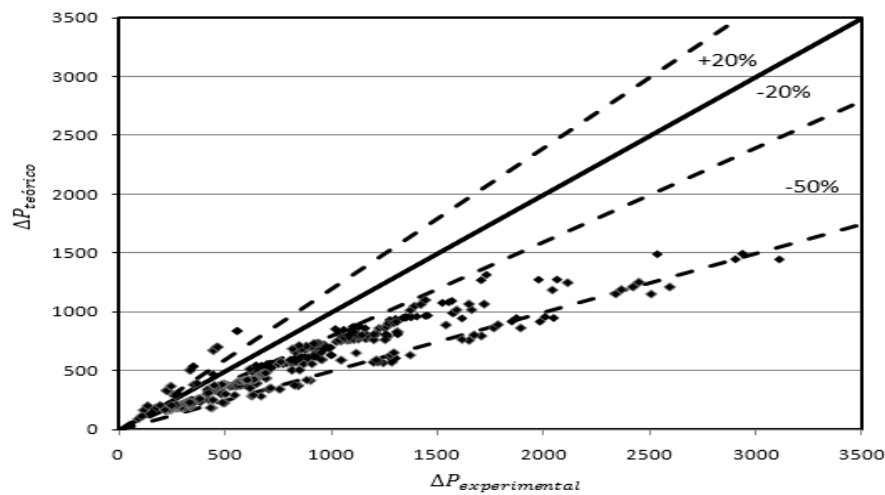
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 75 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Zhang e Webb (2001), Equações 2.61 e 2.62.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 76 – Comparação com dados experimentais e correlação de Yu (2002), Equações 2.77 e 2.78.



Fonte: Elaborada pelo autor.

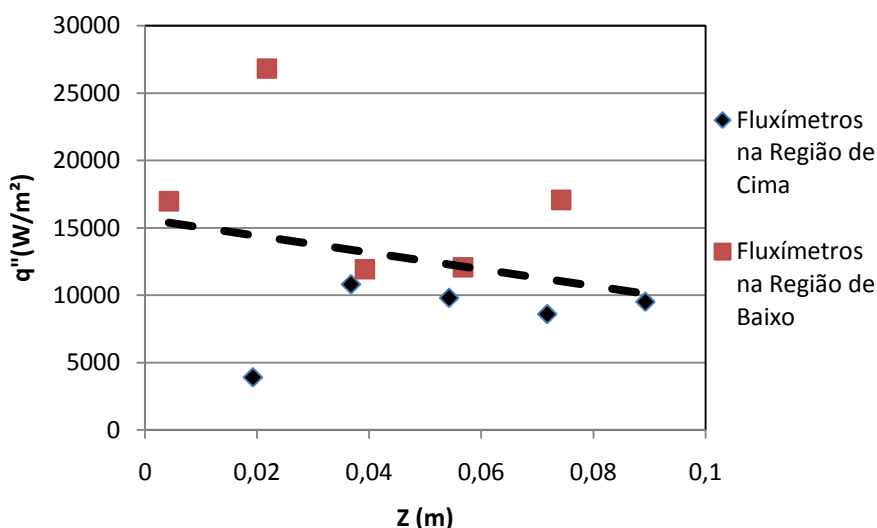
5.2.2 Transferência de Calor

5.2.2.1 Medições

As Figuras 77, 78 e 79 mostram, respectivamente, para a velocidade mássica de $263 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e pressão de $9,1 \text{ bar}$, o fluxo de calor removido pelas placas de cobre e medido pelos fluxímetros de calor, a variação da temperatura de parede externa do perfil MPE e a variação do coeficiente de transferência de calor ao longo do canal. Os dados experimentais nestas figuras apresentam os pontos obtidos para ambos os lados do MPE, permitindo que se tenha uma idéia das influências das variáveis durante a condensação.

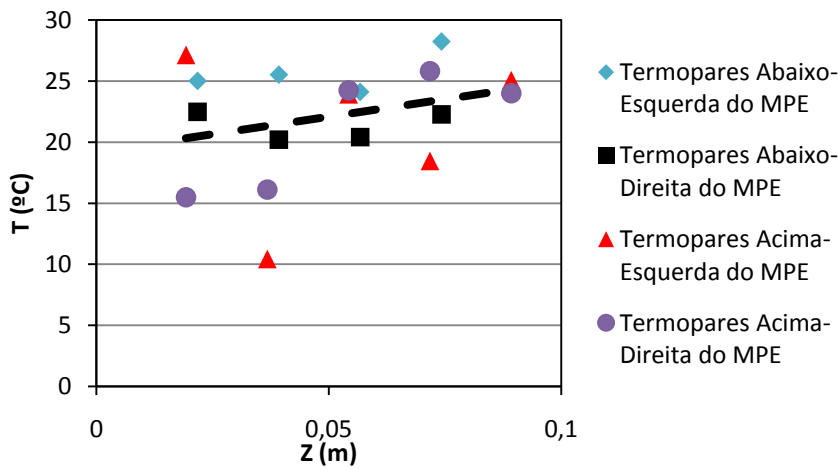
Estes padrões também foram observados para todos os outros testes realizados. Na Figura 77, pode-se observar que as medições de fluxo de calor variaram ao longo do MPE. Ainda, existe diferença entre as medições de fluxo de calor da parte superior do perfil e da parte inferior do perfil, além de diferenças no mesmo lado do MPE. Isso pode ser explicado por alguns fatores, que são: problemas de contato entre as placas de cobre e o perfil MPE, ou diferenças entre as vazões de cada um dos sumidouros de calor ou má distribuição do escoamento.

Figura 77 – Variação da taxa de remoção de calor ao longo do MPE.



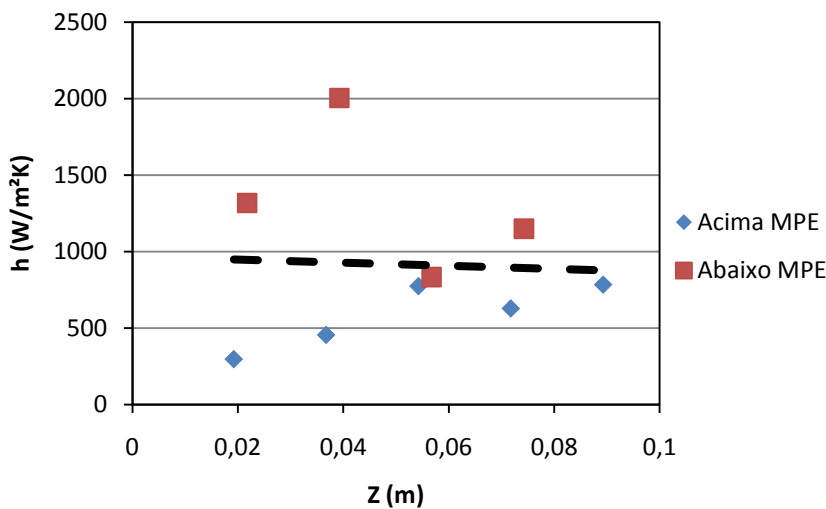
Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 78 – Variação da temperatura de parede externa do MPE em sua extensão.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 79 – Variação do coeficiente de transferência de calor ao longo do MPE



Fonte: Elaborada pelo autor.

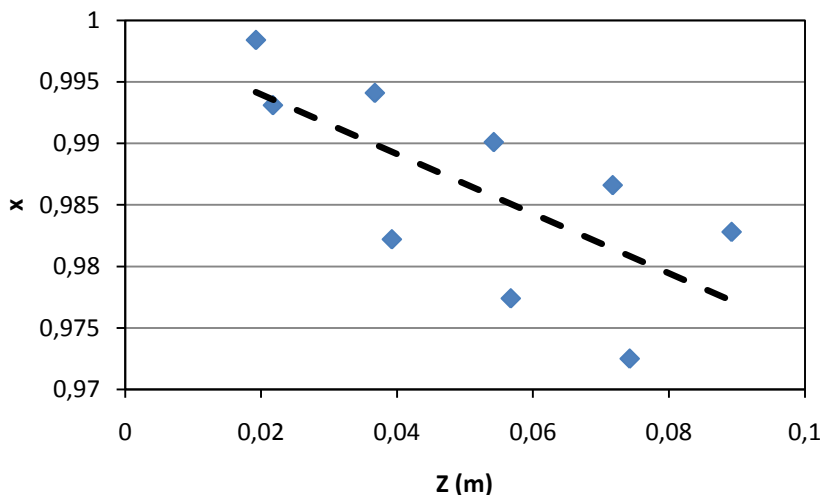
Estas variações apresentadas nos gráficos foram resultado de algumas características apresentadas pela bancada experimental, especialmente na seção de testes, que são tidos como problemas que, embora algumas ações foram tomadas para evitá-los, ainda assim nos resultados experimentais eles foram observados. Contudo, a linha de tendência dos pontos mostrada pela linha pontilhada pode ser analisada. Esta tendência foi a esperada para um sistema de refrigeração por escoamento forçado de líquido, ou seja, uma diminuição da transferência de calor devido a um aumento da temperatura do fluido internamente ao sumidouro.

A Figura 78 apresenta o perfil de temperaturas ao longo do MPE, para todos os termopares. Pode-se observar a variação excessiva da temperatura para termopares próximos uns aos outros, que estão posicionados no mesmo espaço entre as placas de cobre. Este resultado pode estar ligado também a outros problemas nos testes, que foram a condensação excessiva de umidade presente no ar atmosférico na superfície dos sumidouros de calor, e a proximidade da cola dos termopares com as placas de cobre. A umidade condensada se acumula sobre os sumidouros e entre as placas de cobre, fazendo com que a mesma escorra por gravidade ou tensão superficial, para os espaços entre as placas de cobre, mascarando os valores da temperatura. A proximidade das placas com a cola dos termopares faz com que a temperatura que foi medida na parede do perfil MPE (que é esperada próxima da temperatura de saturação do fluido nas condições do teste) tenha um decréscimo devido às baixas temperaturas que as placas de cobre se encontram, pois estão em contato com os sumidouros de calor. Mas aqui também é observada uma tendência que é esperada para os testes, a de que a temperatura de parede medida aumente devido a diminuição da transferência de calor conforme se avança pelo canal.

Na Figura 79, são apresentados os resultados para o coeficiente de transferência de calor ao longo do canal. Estes resultados refletem aqueles das medições de fluxo de calor e temperatura na superfície externa do perfil de alumínio, mostrados nas Figuras 77 e 78, respectivamente. No trabalho de Goss e Passos (2013), o fluxo de calor era imposto por meio de resfriadores de Peltier e os coeficientes de transferência de calor para títulos elevados, próximos de 1, apresentaram elevadas incertezas, de até 70%. Apenas para títulos menores, em torno de 50% a 40% as incertezas caíram para cerca de 10%. No presente trabalho, a condição de resfriamento imposta na superfície do condensador por meio do sumidouro foi a de temperatura de parede constante. Deve-se reforçar que um aspecto inovador da

técnica experimental adotada neste estudo de condensação é justamente a possibilidade de se ter de forma independente as medições do fluxo de calor e das temperaturas da superfície do perfil MPE. Na Figura 80, é mostrado o gráfico do título de vapor ao longo do canal para a velocidade mássica de $263 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Este é um resultado satisfatório, pois reflete a tendência de diminuição do título conforme se avança no canal.

Figura 80 – Variação do título ao longo do canal.



Fonte: Elaborado pelo autor.

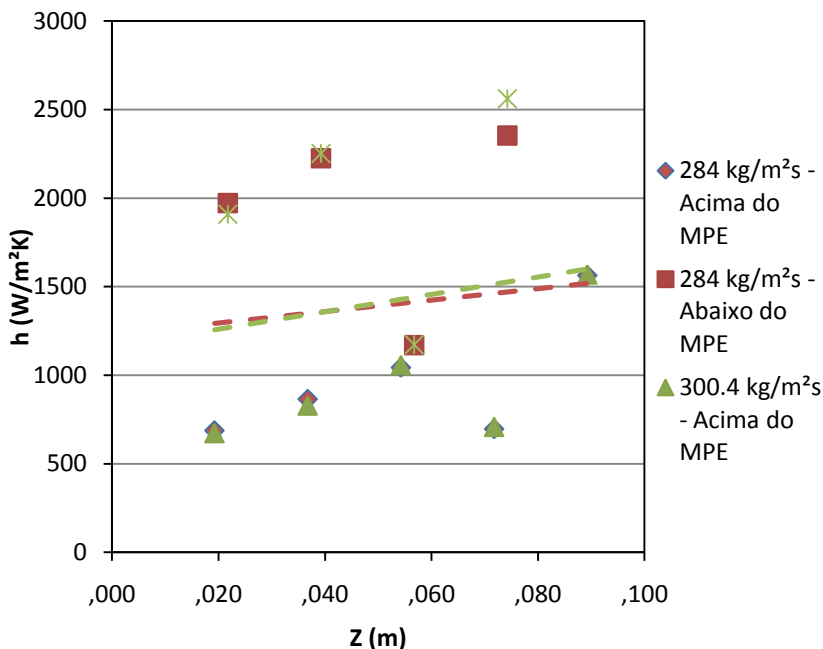
A seguir são mostradas algumas influências no coeficiente de transferência de calor e título de vapor.

5.2.2.2 Influência da Vazão no Coeficiente de Transferência de Calor

A Figura 81 mostra a variação do coeficiente de transferência de calor para vazões de $284 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (pontos vermelhos) e $300,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (pontos verdes), para uma pressão de $7,2 \text{ bar}$, e fluxo de $10,5 \text{ kW/m}^2$. Observa-se na Figura 81 que um aumento na vazão levou a um leve aumento no coeficiente de transferência de calor, quase imperceptível devido a pequena diferença de vazão. A Figura 82 também permite esta

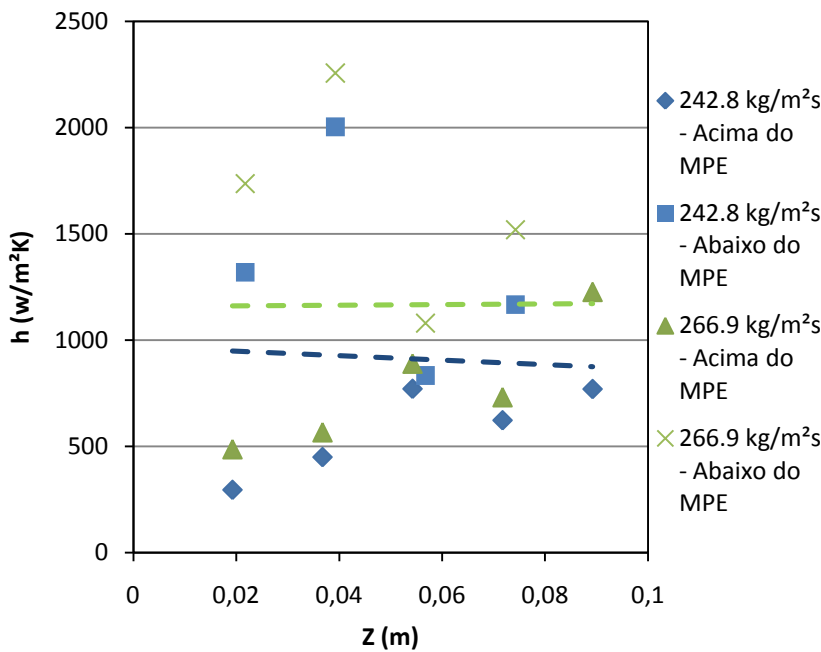
análise, mas para uma pressão de $8,7 \text{ bar}$ e vazões de $242,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (pontos azuis) e $266,9 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (pontos verdes) e um fluxo de calor de $11,4 \text{ kW/m}^2$. Pode-se observar na Figura 82 um aumento mais expressivo no coeficiente de transferência de calor para um aumento de vazão, a partir das linhas de tendência.

Figura 81 – Influência da vazão do coeficiente de transferência de calor.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 82 – Influência da vazão no coeficiente de transferência de calor.

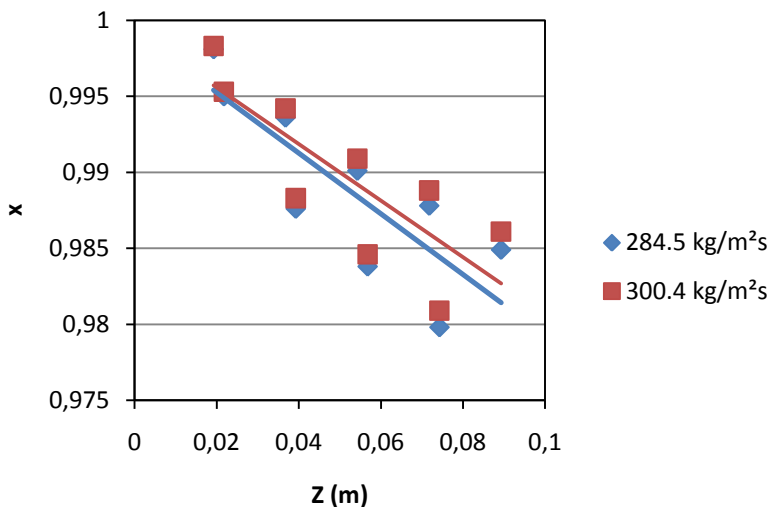


Fonte: Elaborada pelo autor.

5.2.2.3 Influência da Vazão no Título

A influência da vazão mássica no título de vapor é mostrada na Figura 83, para mesmas vazões, pressão e fluxo de calor da Figura 81.

Figura 83 – Influência da vazão no título



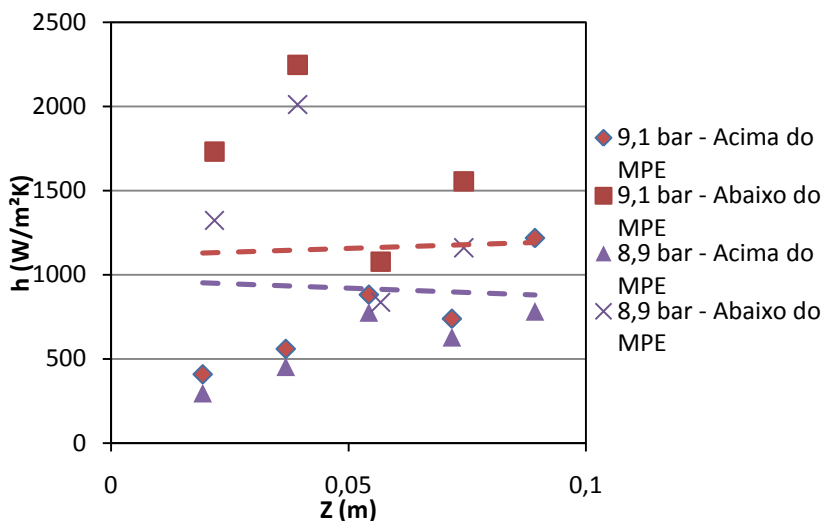
Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 83 demonstra que um aumento na vazão leva também a um pequeno aumento no título ao longo no microcanal. Estes efeitos também foram observados por Goss (2011).

5.2.2.4 Influência da Pressão de Entrada do Manifold no Coeficiente de Transferência de Calor

A influência da pressão de entrada da seção de testes é mostrada na Figura 84 para uma velocidade mássica de $264,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$, fluxo de calor de $11,7 \text{ kW/m}^2$ e pressões de 8,9 e 9,1 bar.

Figura 84 – Influência da pressão de entrada no coeficiente de transferência de calor



Fonte: Elaborada pelo autor.

Os dados apresentados na Figura 84 mostram que um aumento na pressão de entrada da seção de teste também leva a um aumento no coeficiente de transferência de calor, mostrado pelas linhas de tendência das médias. Este é um resultado esperado por se ter uma espessura de película de condensado mais fina devido a pequena variação no título, causada pela pequena condensação obtida e, portanto, há uma resistência térmica menor à transferência de calor.

5.2.2.5 Comparação com as Correlações

Os resultados para o coeficiente de calor médio são mostrados na Figura 85, em função das vazões mássicas testadas. Ao todo foram obtidos 195 pontos experimentais para o coeficiente de transferência de calor na condensação. A seguir são feitas as comparações entre os valores obtidos com as correlações mostradas na Seção 2.11.2 e os dados extraídos dos experimentos.

Pode-se comparar estes valores com outros estudos em perfis tipo MPE. Os resultados obtidos por Gómez (2014) são maiores em até

duas vezes o valor dos coeficientes de transferência de calor encontrados neste trabalho, para vazões mássicas próximas mas fluxos de calor maiores, embora o perfil MPE utilizado pelos autores possua maior número de microcanais. Já os resultados obtidos por Sakamatapan et al. (2013) se aproximam dos valores obtidos neste trabalho, para fluxos mássicos próximos do presente trabalho, mas com maiores fluxos de calor. Estes autores utilizaram um perfil MPE semelhante ao aqui utilizado. Comparando estes mesmos resultados com os dados obtidos por Goss e Passos (2013), que fez um estudo com canais circulares com $D = 0,77 \text{ mm}$ em condensação, os coeficientes de transferência de calor encontrados por este autor foram até dez vezes maiores que os encontrados neste trabalho, para mesmos títulos, mas fluxos de calor maiores.

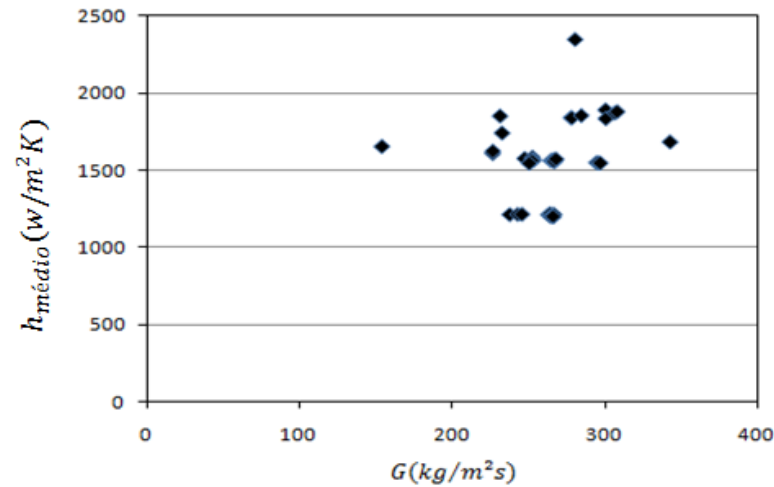
A correlação de Chato que consiste na correlação de *Nusselt* modificada é utilizada para obter os dados teóricos que são comparados aos dados experimentais, mostrados na Figura 86, onde por esta foi encontrado $IAM = 86,5\%$. Este resultado é de certa forma razoável visto que o coeficiente de transferência de calor calculado pela correlação de Chato assim como pela de *Nusselt* para a condensação em película é fortemente influenciada pela espessura da película de líquido.

A seguir é feita a comparação dos dados experimentais com os resultados previstos pela correlação de Cavallini (2006), mostrada na Figura 87, cuja IAM foi de $77,5\%$. Como dito anteriormente, esta correlação foi desenvolvida para canais e padrões de escoamento próximos aos obtidos neste trabalho, o que permite inferir que os resultados para o coeficiente de transferência de calor obtidos neste estudo estão subestimados.

A comparação dos dados com as correlações de Haragushi e Koyama (1994), Figura 88, e de Shah, Figura 89, indicaram $IAMs$ de $234,5\%$ e $250,3\%$, respectivamente. A correlação de Koyama et. al. (2003) é uma variação da correlação de *Nusselt*. Já a correlação Shah foi baseada em macrocanais, embora para vazões mássicas próximas do presente trabalho, no entanto esta correlação superestima os valores de h .

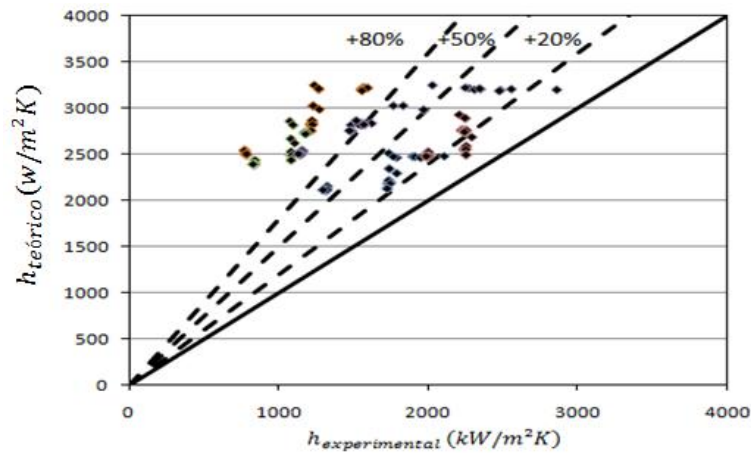
As outras correlações mostradas na Secção 2.11.2, correlações de Dobson (1994), Equação 2.90, Haragushi e Koyama (1994), Equação 2.100 a 2.102, e Yan e Lin (1999), Equações 2.103 a 2.106, resultaram em $IAMs$ bem elevados, superestimando ou subestimando em até dez vezes os resultados experimentais e, por isto, não foram mostradas graficamente.

Figura 85 – Coeficientes de transferência de calor médios encontrados.



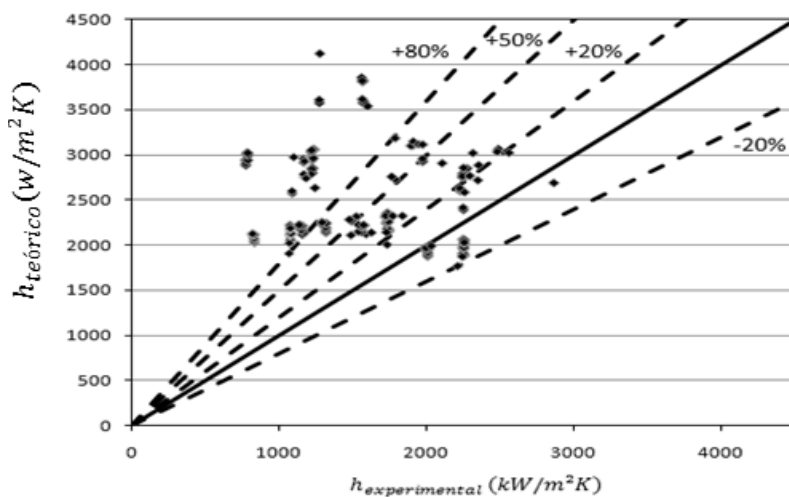
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 86 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Chato (1962), Equação 2.90.



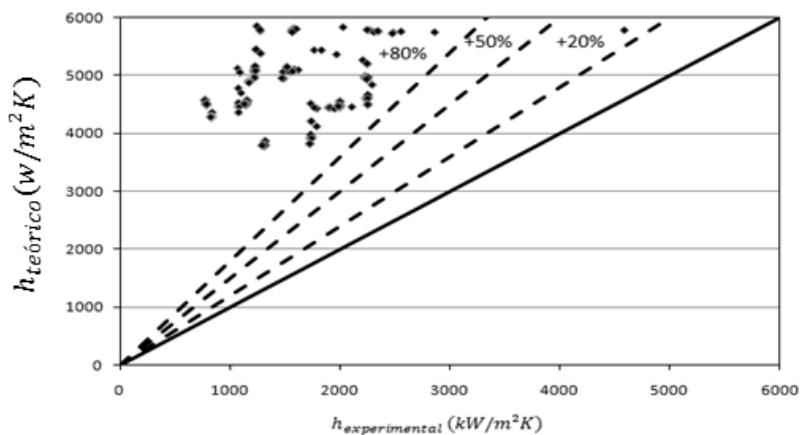
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 87 – Correlação de Cavallini (2006) em comparação com resultados experimentais, Equações 2.95 a 2.99.



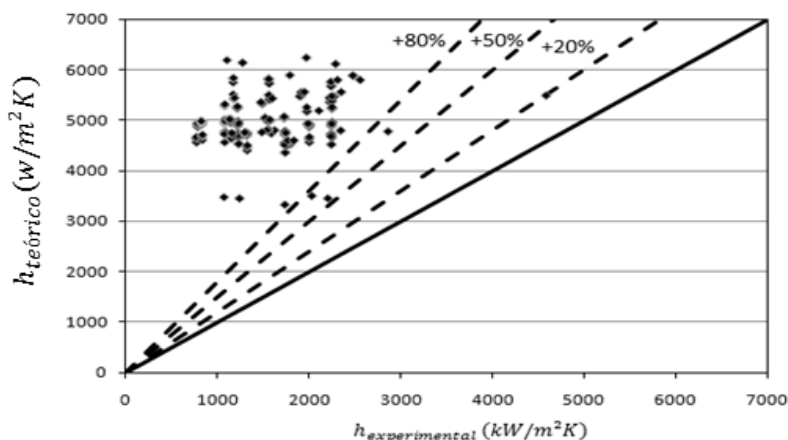
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 88 – Comparação dos resultados experimentais com a correlação de Haragushi, Koyama e Fuji (1994), Equações 2.91 e 2.92.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 89 – Comparação dos dados experimentais com a correlação de Shah (1979), Equação 2.94.



Fonte: Elaborada pelo autor.

5.3 CONSIDERAÇÕES FINAIS

A bancada de testes foi elaborada neste trabalho para estudos em condensação. Alguns pontos importantes devem ser destacados referentes á suas particularidades, assim como melhorias que devem ser feitas. A bancada está adequada para testes utilizando fluxos mássicos da ordem dos obtidos neste trabalho, além de ter a capacidade de manter este fluxo constante. Ainda, há a possibilidade que não foi explorada neste trabalho, de automatização da vazão. Pode-se utilizar uma conexão do tipo serial entre o sensor de vazão mássica e a micro-bomba por meio inversor de freqüência, de onde um controlador lógico programável integrado ao inversor possibilita a programação necessária para que a bomba mantenha uma vazão igual à vazão que está sendo medida no medidor de vazão coriolis, pois como já foi dito a vazão da bancada está diretamente relacionada com a taxa de evaporação de R134a no interior da caldeira. A caldeira elétrica necessita de uma potência mais alta, podendo-se assim aumentar a taxa de evaporação de fluido e então as vazões que a bancada experimental possa atingir.

O pós-condensador também necessita de melhorias, pois na medida em que a vazão de fluido aumenta, o banho térmico que o refrigera não têm capacidade de manter a temperatura, assim ocorrendo uma diminuição da taxa de condensação em seu interior. Então seria necessário um novo sistema de pós-condensação ou então banhos térmicos com potências mais elevadas.

Todos os equipamentos estão posicionados de maneira correta no circuito da bancada, e possuem uma boa precisão, demonstrada pela incerteza no cálculo do coeficiente de transferência de calor, mostrado no Apêndice B. A secção de testes ainda necessita de aprimoramentos para que se possam corrigir os problemas que foram demonstrados nas medições variadas de temperatura e fluxo de calor. Para que isto seja resolvido, um novo isolamento dos termopares é o recomendado, e também um maior distanciamento das placas de cobre e os termopares, diminuindo assim sua interferência na medição. Para o fluxo de calor ser o mesmo em todas as placas de cobre, uma nova forma de fixação dos fluxímetros de calor e placas é necessária visando melhorar o contato entre ambos com o microcanal e aumentar a transferência de calor. Além disso, os sumidouros de calor devem estar conectados a banhos térmicos com capacidade de atingir menores temperaturas, aumentando assim a taxa de trocas térmicas.

Assim, a bancada experimental demonstrou resultados de certa forma satisfatórios, mas ainda existe um amplo espaço para melhorias, que trarão ainda mais dados para a pesquisa na condensação em microcanais.

6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Nesta dissertação foi realizado um estudo experimental da condensação no interior de oito microcanais paralelos contidos em um perfil de alumínio comercial do tipo MPE (*Multi Port Extruded*). Uma das tarefas importantes a fim de viabilizar tal estudo foi o desenvolvimento do projeto da seção de teste constituída de um perfil MPE e da validação da técnica de medição do fluxo de calor por meio de fluxímetros de calor. O diâmetro hidráulico médio dos microcanais, o comprimento da região de condensação, a largura e a espessura dos perfis de alumínio eram iguais a 1,24 mm, 93,5 mm, 16,5 mm e 1,5 mm, respectivamente. Foram obtidos resultados experimentais para as quedas de pressão e os coeficientes de transferência de calor em regime monofásico líquido e durante a condensação. Os testes monofásicos foram realizados nas seguintes condições para a queda de pressão, $1319 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 2121 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $7,3 \text{ bar} < p < 8,3 \text{ bar}$; $24^\circ\text{C} < T_{ent.} < 26^\circ\text{C}$ e $7841 < Re < 12892$. e para a transferência de calor, $212,7 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 529,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $8,8 \text{ bar} < p < 10,2 \text{ bar}$; $31,3^\circ\text{C} < T_{ent.} < 32,6^\circ\text{C}$, $25^\circ\text{C} < T_{ent.} < 29,9^\circ\text{C}$ e $1327 < Re < 3439$, $8,6 < q'' < 11,4 \text{ kW/m}^2$. Os testes monofásicos indicaram que a metodologia para os cálculos da queda de pressão e coeficiente de transferência de calor, além da bancada experimental, serem válidas.

As condições de teste para a queda de pressão e transferência de calor na condensação foram as seguintes: $154 \text{ kg/m}^2\text{s} < G < 342,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $6,8 \text{ bar} < P < 9,6 \text{ bar}$; $462,1 \text{ Pa} < \Delta P < 4146 \text{ Pa}$; $25,9^\circ\text{C} < T_{\text{satura\ c\~ao}} < 37,8^\circ\text{C}$; $0,97 < x < 1$; $1,7 < Re_l < 54,2$; $15780 < Re_v < 33349$; $8,1 \text{ kW/m}^2 < q'' < 12,2 \text{ kW/m}^2$.

Dos testes em condensação, pode-se concluir que a queda de pressão é baixa se comparada a outros tipos de microcanais, para mesmas vazões e títulos. A vazão mássica têm influência no coeficiente de transferência de calor e também no título, além da queda de pressão, onde todas estas propriedades aumentam conforme a vazão mássica se eleva. Também, um aumento da pressão de entrada leva a um aumento do coeficiente de transferência de calor. Para as correlações, a que mais se aproximou dos dados experimentais foi o modelo semi-empírico de Cavallini (2006), tanto para a queda de pressão, com $IAM = 16,7\%$, quanto para o coeficiente de transferência de calor, com $IAM = 77,5\%$. A correlação de Yu (1995) para a queda de pressão também obteve resultados satisfatórios, com $IAM = 33,1\%$.

As outras correlações para queda de pressão não proveram resultados satisfatórios, com erros bastante altos. Para a transferência de calor, a modificação de Chato (1962) para a correlação de Nusselt também obteve resultados próximos dos resultados do modelo de Cavallini (2006), com $IAM = 86,5\%$, embora estes resultados não são considerados ótimos.

As outras correlações apresentaram incertezas ainda maiores, e por isto seus resultados também não foram satisfatórios. Por fim, pode-se dizer que para a faixa de títulos e vazões, nenhuma correlação das testadas para o coeficiente de transferência de calor pode ser utilizada satisfatoriamente para um projeto de condensador. As correlações para queda de pressão na condensação, por outro lado, tiveram melhor concordância com os dados experimentais.

Por fim, deve-se considerar a dificuldade das medições realizadas neste trabalho, em particular na faixa de elevados títulos de vapor. Para títulos de vapor próximos à unidade não está afastada a possibilidade de se ter um processo de condensação ainda incipiente que poderia levar a início de condensação em um canal e atraso ou até mesmo não condensação em outro canal.

Para trabalhos futuros, fazem-se as seguintes sugestões:

- Obter dados de perdas localizadas de entrada e saída da secção de teste;
- Ampliar a faixa de título de vapor testada;
- Promover o resfriamento por meio de sumidouros separados para cada par de placas de cobre a fim de variar de forma crescente o comprimento do perfil sujeito à condensação;
- Capacitar a bancada de testes para utilização de vazões mássicas maiores;
- Fazer testes com inclinação da secção de testes, para obter a influência da ação da gravidade na condensação;
- Identificar as diferenças entre a condensação em canais retangulares e circulares.
- Melhorar o sistema de instalação dos fluxímetros de calor e dos termopares.

7. REFERÊNCIAS

- ADAMS, T. M.; KHALIK, S. I. A.; JETER, S. M.; QURESHI, Z.H. An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, i.6–7, 1998, p. 851–857, 1998.
- BAROCZY, C. Correlation of liquid fraction in two-phase flow with applications to liquid metals. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, v. 61, n. 57, p. 179-191, 1965.
- BREBER, G.; PALEN, J.W.; TABOREK, J. Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria, *J. Heat Transfer*, v. 102, p. 471-476, 1980.
- BUTTERWORTH, D. A comparison of some void-fraction relationships for co-current gas-liquid flow, *Int. J. Multiphase Flow*, v. 1, p. 845-850, 1975.
- CAREY, V. P. *Liquid-vapor phase-change phenomena*. 1a. ed. New York, NY: Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- CAVALLINI, A.; CENSI, G.; DEL COL, D.; DORETTI, L.; LONGO, G.A.; ROSSETTO, L. Intube condensation of halogenated refrigerants, *ASHRAE Trans.*, v. 108 (1), Paper 4507, 2002.
- CAVALLINI, A. Update on condensation heat transfer and pressure drop inside minichannels. *Heat Transfer Engineering*, v. 27, n. 4, p. 74-87, 2006.
- CAVALLINI, A.; DORETTI, C. Z.; MANCIN, S. Condensation flow patterns inside plain and microfin tubes: A review. *International Journal of Refrigeration*, v.36, p.567-587, 2013.
- CAVALLINI, A.; DEL COL, D.; DORETTI, L.; MATKOVIC, M.; ROSSETTO, L.; ZILIO, C. Two phase frictional pressure gradient of R236ea, R134a and R410A inside multi-port minichannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.29, p. 861–870, 2005.

CHATO, J.C. Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes, ASHRAE Journal, n.4, p.52-60. 1962.

CHEN, L. Flow Patterns in Upward Two-phase Flow in Small Diameter Tubes, Ph.D. Thesis, Brunel University, UK, 2006.

CHISHOLM, D. A theoretical basis for the Lockhart–Martinelli correlation for two-phase flow Int. J. Heat Mass Transfer, v.10, p. 1767–1778, 1967.

CHOI, S.B.; BARRON, R.F.; WARRINGTON, R.O. Fluid flow and heat transfer in microtubes, Micromech. Sens. Actuators Syst. ASME DSC 32 p.123–134, 1991.

CHUNG, B.; KIM, S.; MIN CHAN KIM. Experimental comparison of film wise and drop wise condensations of steam on vertical flat plates with the presence of air. Int. Comm., Heat and Mass Transfer, v.31, n°8, p. 1067-1074, 2004.

COLEMAN, J.W.; GARIMELLA, S. Two-phase flow regimes in round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a, Int. Journal of Refrigeration, v. 26, p. 117-128, 2003.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. Convective boiling and condensation. 3a. ed. New York: Clarendon Press - Oxford, 1994.

DARIO E.R.; TADRIST, L.; PASSOS, J.C. Review on two-phase flow distribution in parallel channels with macro and micro hydraulic diameters: Main results, analyses, trends, Applied Thermal Engineering, v. 59, p. 316–335, 2013.

DITTUS, P. W.; BOELTER, L. M. K. Univ. Calif. Pub. Eng., Vol. 2, No. 13, p. 443-461, 1930, reprinted in Int. Comm. Heat Mass Transfer , v. 12, p. 3-22 , 1985.

DOBSON, M. K. Experimental evaluation of internal condensation of refrigerants R-12 and R-134a, Proceedings of the ASHRAE Winter Meeting. New Orleans, LA, USA: [s.n.], p.744-754, 1994.

EUCKEN, A. Naturwissenschaften, v.25, p. 209, 1937

FRIEDEL, L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. In: European Two-phase Flow Group Meeting. Ispra Italy: [s.n.], 1979.

FILONENKO, G. Hydraulic resistance in pipes, *Teploenergetika* 1, p. 40–44, 1954.

GANZELES, F. L. A. Drainage and condensate heat resistance in dropwise condensation of multicomponent mixtures in a plastic plate heat exchanger. Tese (Doutorado), Technische Universiteit Eindhoven, 2002.

GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *Ind. Eng. Chem.*, v. 16, p. 359-368, 1976.

GÓMEZ, F. I.; BELCHÍ, A. L.; CASCALES, J.R. G.; GARCÍA, F. V. Experimental two-phase heat transfer coefficient and frictional pressure drop inside mini-channels during condensation with R1234yf and R134a, v.51, p. 12-23, 2015.

GOSS, G. J. Transferência de calor e queda de pressão durante a condensação convectiva do R-134a em microcanais paralelos, Dissertação de Mestrado, UFSC, 2011.

GOSS, G. J.; PASSOS, J.C. Heat transfer during the condensation of R134a inside eight parallel microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.59, p. 9–19, 2013

HAUSEN, H., Z. VDI Beih. Verfahrenstech., 4, 91, 1943.

HARAGUCHI, H.; KOYAMA, S.; FUJI, T. Condensation of refrigerants HFC22, HFC134a and HFC123 in a horizontal smooth tube. *Transactions of the JSM (B)*, v. 60, n. 574, p. 245-252, 1994.

HAALAND, S. E. Simple and Explicit Formulas for the Friction Factor in Turbulent Flow. *Journal of Fluids Engineering*. v. 105, n. 1, p. 89–90. 1983.

HEWITT, G.F.; ROBERTS, D.N. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-ray and flash photography, AERE-M 2159, HMSO. 1969.

JABARDO, J. M. S.; STOECKER, W. F. Refrigeração industrial , 2^a ed. Editora Edgard Blucher Ltda, p. 189, 2002.

JONES, J.R. An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts, ASME J. Fluids Eng. , v.98, p.173-180, 1976.

KANDLIKAR, S.G.; GRANDE, W.J. Evolution of microchannel flow passages thermohydraulic performance and fabrication technology, Heat Transfer Eng, v.24 , p.3-17, 2003.

KANDLIKAR, S. G.; GARIMELLA, S.; LI, D.; COLIN, S.; KING, M. R. Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels, 2^a ed, Elsevier, 2014.

KEW, P.; CORNWELL, K., Correlations for prediction of boiling heat transfer in small diameter channels, Appl. Thermal Eng.,v. 17, p. 705-715, 1997.

KOYAMA, S. An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multi-port extruded tube. International Journal of Refrigeration, v. 24, p. 425-432, 2003.

LINSINGEN, Irlan Von. Fundamentos de sistemas hidráulicos. Florianópolis: 4^a. Ed. UFSC, 2008.

LOCKHART, R. W.; MARTINELLI, R. C. Proposed correlation of data for isothermal, two-phase, two-component flow in in pipes, Chem. Prog. v.45 (1), p.39-48, 1949.

MUDAWAR, I.; KIM, S-M. - Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/micro-channel flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 77, p. 74-97, 2014.

NINO, V.G.; JASSIM, E.W.; HRNJAK, P.S.; NEWELL, T.A. Flow regime based model for pressure drop predictions in microchannels, University of Illinois at Urbana-Champaign, ACRC TR-242, 2005.

NUSSELT, W. Die oberflächenkondensation des wasser dampfes. Z. Vereines deutscher Ingenieure, v. 60, p. 541-575, 1916.

PALEEY, I. I.; FILIPPOVICH, B. S. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 9, p. 1089- 1093, 1966.

PETUKHOV, B. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. *Advanced in Heat Transfer*, v. 61, p. 503-565, 1970.

PHILIPS, R. Forced convection, liquid cooled, microchannel heat sinks. *Dissertação (Mestrado) – Department of Mechanical Engineering. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1987.*

ROSE, J.; WANG, H. S. Film condensation in horizontal microchannels – effect of channel shape, *International Journal of Thermal Sciences*, vol.45, p. 1205-1212, 2006.

SERIZAWA, A.; FENG, Z.; KAWARA, Z. Two phase flow in microchannels. *Exp Thermal Fluid Sci*, v. 26, 2002

STEPHAN, K. *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. 1a. ed. New York, NY: Springer-Verlag, 1992.

SHAO, D.W.; GRANRYD, E.G. Flow pattern, heat transfer and pressure drop in flow condensation, Part 1: Pure and azeotropic refrigerants, *Int. J. HVAC&R Research*, v. 6 (2), p. 175-195, 2000.

SHAH, M. M. A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 22, p. 547-556, 1979.

SAKAMATAPAN K.; KAEW, J.O.; DALKILIC, A.S.; MAHIAN, O.; WONGWISES, S. Condensation heat transfer characteristics of R-134a flowing inside the multiport minichannels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.64 2013, p. 976–985, 2013.

TANASAWA, I. Advances in condensation heat transfer. In: HARTNETT, J. P.; JR., T. F. I.; CHO, Y. I. (Ed.). *Advances in Heat Transfer*. [S.l.]: Elsevier, 1991. v. 21, p. 55_139.

THOME, J. R.; ONG, C.L. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness

measurements, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 35, p. 37–47, 2011.

TRAVISS, D.P.; ROHSENOW, W. M. Flow regimes in horizontal two-phase flow with condensation, *ASHRAE Transac.*, v. 79 (2), p. 31-39, 1973.

THOM, J.R.S. Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water, *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.7, p. 709–724, 1964.

WALLIS, G. B. One-dimensional two-phase flow, McGraw-Hill, New York, 1969.

WU, P.Y.; LITTLE, W.A. Measurement of the heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchanger used for microminiature refrigerators *Cryogenics*, v.24, p. 415–420, 1984.

YANG, C-Y.;WEBB, R. L. Friction pressure drop of r-12 in small hydraulic diameter extruded aluminium tubes with and without micro-fins , *International journal of heat and mass transfer*, v. 39, p. 801-809, 1996.

YAN, Y.Y.; LIN, T.F. Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, n. 4, p. 697-708, 1999.

YU, W.;FRANCE, D.M.;WAMBSGANSS, M.W.;HULL, J.R. Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube, *Int. J. Multiphase Flow*, v.28, p.927–941, 2002.

YU, D.;WARRINGTON, R.O.; BARRON R. F. ; AMEEL, T. An experimental and theoretical investigation of fluid flow and heat transfer in microtubes *Proceedings of ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, Maui, HI, p. 523–530, 1995.

ZHANG, M.; WEBB, R.L. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes, *Experimental Thermal and Fluid Science* 25, p.131-139, 2001.

ZIVI, S. M. Estimation of Steady-State Steam Void Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production, *Journal of Heat Transfer*, v. 86, pp. 247-252, 1964.

APÊNDICE A – Utilização do Superaquecedor Como Medidor De Vazão Mássica de Baixo Custo

A utilização do superaquecedor como sendo um medidor de vazão de baixo custo para escoamento monofásico líquido é apresentada neste anexo. Por meio de um balanço de energia entre a entrada e saída do superaquecedor, por onde é feita a medição de temperatura, pode-se estimar a vazão mássica de fluido. É feita também a comparação com os valores obtidos pelo medidor de vazão mássica tipo Coriolis, verificando a confiabilidade da vazão encontrada.

Sabe-se que a resistência ôhmica do superaquecedor é de $\Omega = 11$ ohms, e utilizando o valor da corrente mostrado na fonte, pode-se utilizar a equação A.1 para o cálculo da potência total dissipada na resistência do superaquecedor:

$$q = r \times i^2 \quad (\text{A.1})$$

Onde r é a resistência ôhmica do superaquecedor e i a corrente que está sendo aplicada. Com o valor da potência dissipada, o mesmo é inserido na equação A.2, juntamente com as medições de temperatura na entrada e saída do superaquecedor feitas pelos termopares.

$$q = \dot{m} c_p (T_{saída} - T_{entrada}) \quad (\text{A.2})$$

A propriedade c_p é obtida a partir da média entre ambas as temperaturas de entrada e saída do superaquecedor juntamente com a pressão absoluta medida pelo transdutor de pressão absoluta. A perda de calor para o exterior do superaquecedor foi desconsiderada.

Isolando-se a vazão mássica, a equação resulta:

$$\dot{m} = \frac{q}{c_p (T_{saída} - T_{entrada})} \quad (\text{A.3})$$

A partir da equação A.3, é possível calcular a vazão mássica que está passando pelo superaquecedor. Um programa foi criado no EES para que os cálculos fossem feitos. Os resultados para as medições e o erro são mostrados na Tabela A.1 e Figura A.1, respectivamente. A faixa de medição englobou os seguintes limites:

- $9,54 \text{ g/s} < \dot{m} < 19,4 \text{ g/s}$

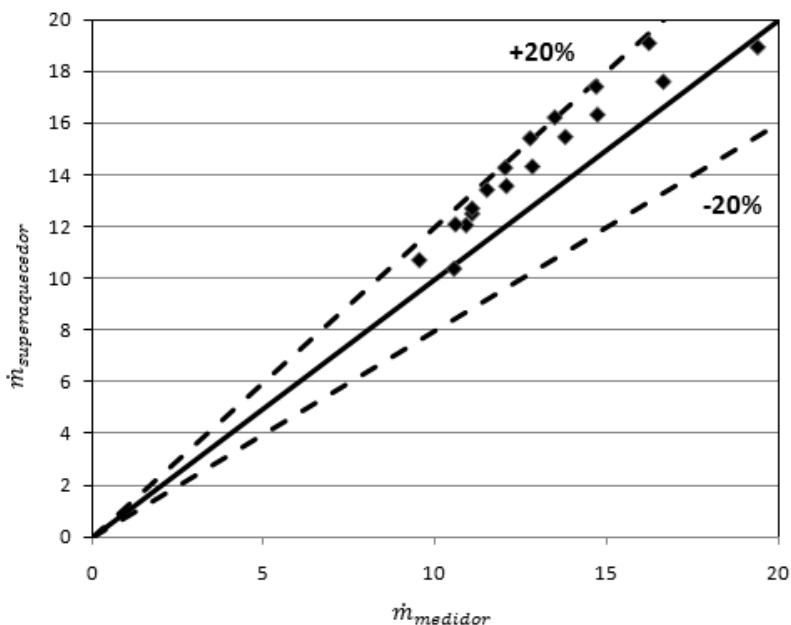
- $53,24 \text{ W} < q < 105,71 \text{ W}$
- $6,54 \text{ bar} < p < 9,8 \text{ bar}$
- $12,5 \text{ }^{\circ}\text{C} < T_{\text{entrada}} < 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$
- $16,4 \text{ }^{\circ}\text{C} < T_{\text{saída}} < 21,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$

Tabela A.1 – Vazões calculadas pelo superaquecedor e obtidas pelo medidor de vazão coriolis.

$\dot{m}_{\text{superaquecedor}} \text{ (g/s)}$	$\dot{m}_{\text{medidor}} \text{ (g/s)}$
10,53	10,4
9,514	10,73
10,88	12,08
10,57	12,11
11,06	12,52
11,06	12,72
11,49	13,44
12,06	13,59
12,02	14,29
12,82	14,34
12,75	15,43
13,78	15,48
13,47	16,23
14,72	16,34
14,68	17,42
16,64	17,61
19,4	18,94
16,22	19,1

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura A.1: Comparação dos resultados obtidos pelo cálculo



Fonte: Elaborado pelo autor.

A diferença média calculada foi de $G = 1,62 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e o desvio padrão encontrado foi de $\pm 0,91 \text{ kg/m}^2\text{s}$. A incerteza dos dados obtidos pelo medidor de vazão coriolis e calculados pelas equação A.3 foram de $IAM = 13,20\%$. Considerando-se o custo baixo do superaquecedor comparado ao medidor de vazão coriolis, este é um erro um tanto baixo. Mas ainda é importante lembrar que para que a medição de vazão no superaquecedor possa ocorrer, é necessário um aquecimento do fluido, ou seja, as características do fluido são alteradas para a medição.

APÊNDICE B – Análise de Incerteza na Medição do Coeficiente de Transferência de Calor

O cálculo coeficiente de transferência de calor traz consigo um erro inerente aos dados de entrada obtidos pelos equipamentos e também erros de equações, também chamada de incerteza propagada. O cálculo deste erro será abordado neste apêndice. Como foi visto anteriormente, o cálculo do coeficiente de transferência de calor é feito da seguinte forma:

$$h_i = \frac{\eta q_i / A_{bloco}}{T_{sat,i} - T_{parede,i}} \quad (B.1)$$

Que pode ser rearranjado e simplificado como:

$$h = \frac{q''}{(T_{sat} - T_{parede})} \quad (B.2)$$

Para a análise da incerteza, considera-se tratar de grandezas não-correlacionadas, utilizando a equação B.2. Dessa forma, a incerteza combinada para o coeficiente de transferência de calor pode ser definida por:

$$u_c(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q''} u_c(q'')\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{sat}} u_c(T_{sat})\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_w} u_c(T_{parede})\right)^2} \quad (B.3)$$

Onde $u_c(q'')$, $u_c(T_{sat})$ e $u_c(T_{parede})$ representam as incertezas-padrão de cada uma dessas variáveis.

A temperatura da parede interna pode ser definida como:

$$T_{parede} = T_{espaço} + \frac{qe}{A_{bloco} k} \quad (B.4)$$

Dessa forma, o cálculo da incerteza dessa variável é feito conforme a Equação (B.5):

$$\begin{aligned}
u_c(T_{parede}) = & \sqrt{\left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial T_{we}} u_c(T_{espaço})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial q} u_c(q)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial e} u_c(e)\right)^2} \\
& + \sqrt{\left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial A_{bloco}} u_c(A_{bloco})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial k} u_c(k)\right)^2}
\end{aligned} \quad (B.5)$$

Da Equação B.5, algumas considerações são feitas: A parcela referente a incerteza da espessura dos blocos de cobre, área dos blocos e condutividade térmica do alumínio podem ser desconsiderada, por ser muito pequena. Logo, a Equação B.5 se reduz a:

$$\begin{aligned}
& u_c(T_{parede}) \\
& = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial T_{espaço}} u_c(T_{espaço})\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{parede}}{\partial q} u_c(q)\right)^2}
\end{aligned} \quad (B.6)$$

As diferenciações presentes na Equação B.6 resultam em:

$$\frac{\partial T_{parede}}{\partial T_{espaço}} = 1 \quad (B.7)$$

$$\frac{\partial T_{parede}}{\partial q} = \frac{e}{A_{bloco} \cdot k} \quad (B.8)$$

Logo, a incerteza da temperatura de parede se resume a:

$$u_c(T_{parede}) = \sqrt{\left(u_c(T_{espaço})\right)^2 + \left(\frac{e}{A_{bloco} \cdot k} u_c(q)\right)^2} \quad (B.9)$$

A incerteza $u(T_{espaço})$ é a incerteza encontrada na calibração dos termopares tipo E, mostrados na Secção 3.11.3, sendo esta igual à $dT = 0,15 \text{ } ^\circ\text{C}$. A incerteza do fluxo de calor vêm dos medidores de fluxo de calor, e por conseguinte da sua calibração, que segue a forma $q = c \cdot V$ conforme visto anteriormente. Além disto, existe uma incerteza

inerente a medição que é igual à 3%, de acordo com o fabricante. Assim:

$$u_c(q) = 0,03. q \quad (\text{B.10})$$

Para o cálculo do fluxo de calor, é necessário dividir a potência removida pela área dos fluxímetros, que é a mesma área dos blocos:

$$q'' = \frac{q}{A_{bloco}} \quad (\text{B.11})$$

Assim, a incerteza combinada da Equação B.11 é equivalente a:

$$u_c(q'') = \sqrt{\left(\frac{\partial q''}{\partial q} u_c(q)\right)^2 + \left(\frac{\partial q''}{\partial A_{flux}} u_c(A_{bloco})\right)^2} \quad (\text{B.12})$$

Novamente, a incerteza da área do bloco é insignificante se comparada à de cálculo do fluxo de calor. Logo, a incerteza combinada para o fluxo de calor se torna:

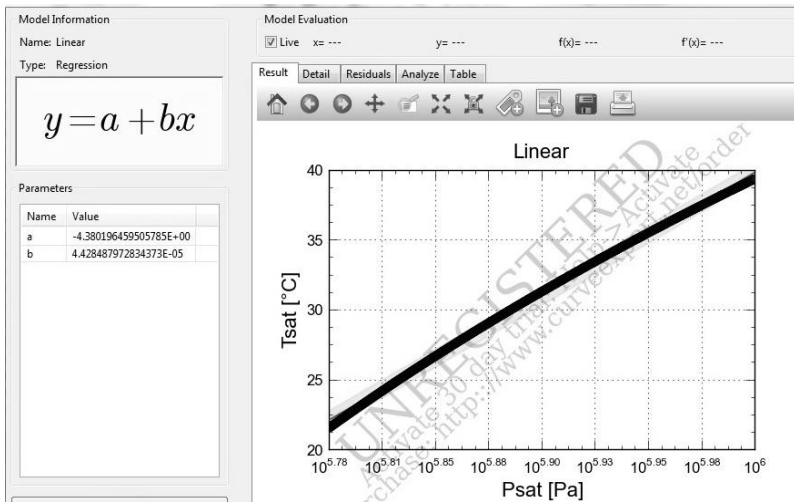
$$u_c(q'') = \sqrt{\left(\frac{\partial q''}{\partial q} u_c(q)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{A_{bloco}} u_c(q)\right)^2} \quad (\text{B.13})$$

Por fim, é necessário analisar a incerteza gerada na determinação da temperatura de saturação do fluido no interior dos microcanais. Para isso, considera-se que a temperatura de saturação é dada em função da pressão de saturação, $T_{sat} = f(P_{sat})$. Da mesma maneira com que foi tratada a análise da incerteza dos fluxímetros de calor, considera-se que essa função seja do tipo linear.

$$T_{sat} = a + b. (p_{sat}) \quad (\text{B.14})$$

Através do software REFPROP com o intervalo definido de valores de pressão em torno de $600 \text{ kPa} < p < 1000 \text{ kPa}$, gerou-se a seguinte curva:

Figura B.1 – Curva de pressão versus temperatura para o fluido R134a



Fonte: Elaborado pela autor.

Assim, a equação que representa a temperatura de saturação e sua incerteza combinada podem ser descritas por:

$$T_{sat} = -4,38 + 4,43 \times 10^{-5} \cdot (P_{sat}) \quad (\text{B.15})$$

E então a análise da sua incerteza combinada se torna:

$$u_c(T_{sat}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{sat}}{\partial a} u(a)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat}}{\partial b} u(b)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat}}{\partial p_{sat}} u(p_{sat})\right)^2} \quad (\text{B.16})$$

A primeira diferenciação resulta em:

$$\frac{\partial T_{sat}}{\partial a} = 0 \quad (\text{B.17})$$

O erro do coeficiente b , é dado pelo software, igual a zero. Assim, a incerteza relacionada a temperatura de saturação dependerá somente do termo relativo aos dados de pressão de saturação.

$$u_c(T_{sat}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{sat}}{\partial p_{sat}} u_c(p_{sat})\right)^2} \quad (\text{B.17})$$

A queda de pressão também possui incertezas. Sua medição é realizada com base nas tomadas de pressão feita pelo transdutor de pressão absoluta e transdutor de pressão diferencial.

Considera-se para esse cálculo, uma queda de pressão linear ao longo do comprimento dos microcanais. Assim, define-se:

$$p = p_{entrada} - \frac{(l_i \Delta p)}{Z} \quad (\text{B.18})$$

A incerteza combinada para a pressão de saturação, Equação B.18, pode ser definida por:

$$u_c(p_{sat}) = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial p_{entrada}} u_c(p_{entrada})\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial \Delta p} u_c(\Delta p)\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial Z} u_c(Z)\right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial l_i} u_c(l_i)\right)^2} \quad (\text{B.19})$$

Como a incerteza relacionada as parcelas de comprimento total de sessão de testes (Z) e da posição dos termopares (l_i) tem valores relativamente baixos, pode-se desconsiderá-las. Assim, derivando-se a Equação B.19, tem-se:

$$u_c(p_{sat}) = \sqrt{(u_c(p_{entrada}))^2 + \left(\frac{-l_i}{L} u_c(\Delta p)\right)^2} \quad (\text{B.20})$$

As incertezas $u(p_{entrada})$ e $u(\Delta p)$ são dadas pelos fabricantes dos transdutores de pressão absoluta e diferencial, conforme vistos na

Seção 3.7, iguais a $u(p_{entrada}) = 1000 \text{ Pa}$ e $u(\Delta p) = 1200 \text{ Pa}$, respectivamente.

Assim, substituindo-se os valores na Equação B.3, juntamente com as diferenciações e considerações feitas, obteve-se um valor de incerteza padrão $u_c(h) = 3,56\%$. Assim, pode-se calcular a incerteza expandida para o coeficiente de transferência de calor a partir de:

$$U(h) = t \cdot u_c(h) \quad (\text{B.21})$$

Conforme Equação B.21, t representa o valor do coeficiente “t de Student”. Para um intervalo de confiança de 95%, considerando infinitos graus de liberdade, tem-se:

$$U(h) = 2 \cdot u_c(h) \quad (\text{B.22})$$

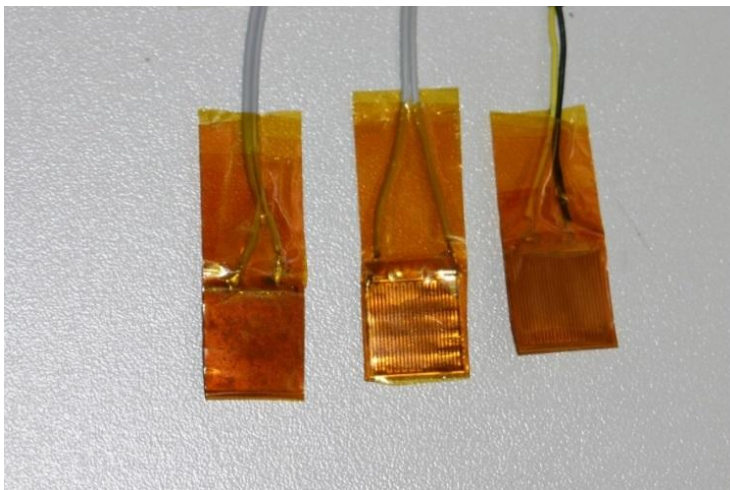
Por fim, a incerteza expandida obtida para o coeficiente de transferência de calor é **$U(h) = 7,12\%$** .

APÊNDICE C – Calibração dos Fluxímetros de Calor e Termopares

C.1 - Fluxímetros de Calor

A calibração dos fluxímetros de calor foi feita utilizando-se dois fluxímetros de calor e uma resistência elétrica do tipo skin-heater, mostrados na Figura C.1.

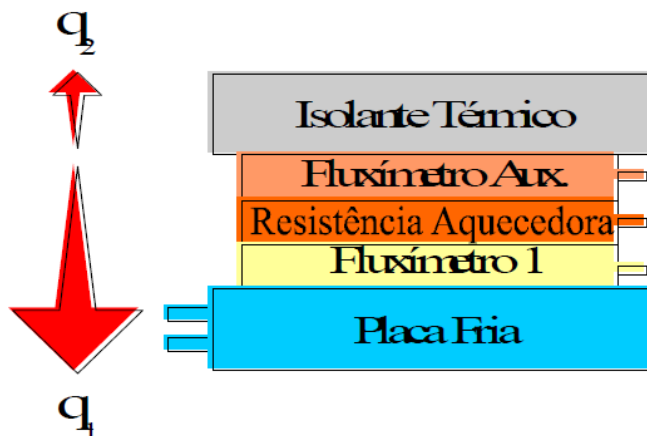
Figura C.1 – Fluxímetros de calor e resistência skin-heater no centro.



Fonte: Elaborada pelo autor.

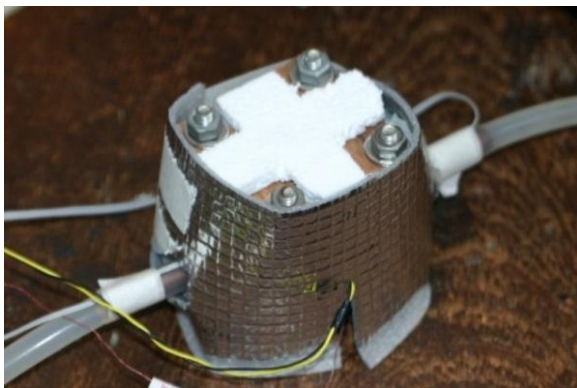
Para a calibração dos fluxímetros de calor foi feita uma montagem em forma de sanduíche com a resistência elétrica no meio de dois fluxímetros. Um sumidouro de calor de alumínio conectado a um banho térmico à temperatura de 10°C é colocado em contato com o fluxímetro de calor a ser calibrado, Figura C.2, para que possa ser removido o calor gerado pela resistência, enquanto que no lado oposto, em contato com o segundo fluxímetro, ou fluxímetro auxiliar, é feito um bom isolamento térmico, conforme mostrado no esquema da Figura C.3.

Figura C.2 – Posicionamento dos fluxímetros de calor.



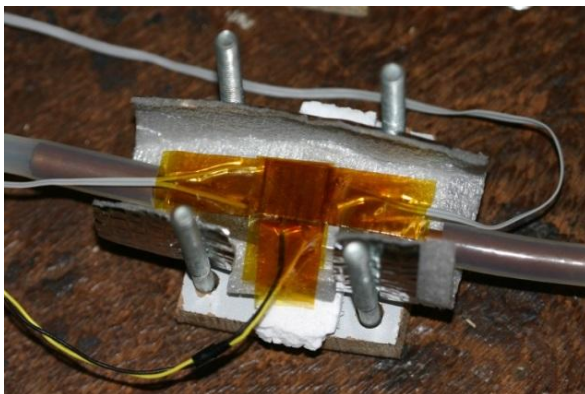
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura C.3 – Sistema de calibração montado e isolado.



Fonte: Elaborada pelo autor.

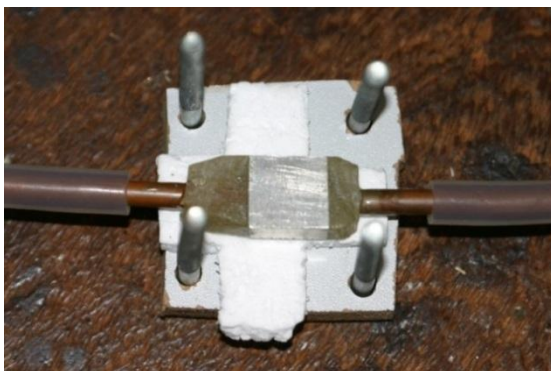
Figura C.4 – Sumidouro com os fluxímetros e resistência unidos.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Este procedimento de calibração é chamado de método do fluxímetro auxiliar. O fluxo de calor que é gerado é transferido para ambos os lados do *skin-heater*, e este será medido pelos fluxímetros de calor. O fluxo de calor perdido pelas extremidades é desconsiderado por ser muito pequeno pelo fato da pequena espessura dos sensores e da resistência. O esquema da montagem é mostrado na Figura C.4. O sumidouro de calor utilizado é mostrado na Figura C.5.

Figura C.5– Sumidouro de calor utilizado.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Com o sistema montado, e conhecendo-se o valor da resistência do *skin-heater*, pode-se calcular o calor gerado pela mesma.

A resistência *skin-heater* foi conectada a uma fonte AGILENT modelo N5769A podendo fornecer até 15 A de corrente e até 100 V de tensão. Os sensores de fluxo de calor foram conectados a um sistema de aquisição de dados AGILENT modelo 34972A para se registrar as tensões de resposta dos mesmos. Assim, variando-se a corrente e tensão da resistência, as tensões dos fluxímetros foram gravadas e seus coeficientes foram encontrados. Os dois fluxímetros calibrados inicialmente são utilizados como base para a calibração dos consequentes, assim foi feito o procedimento descrito anteriormente, variando-se a tensão e corrente do *skin-heater*, e gravando 300 medições por setup, chegando aos seguintes resultados mostrados na Tabela C.1:

Tabela C.1 – Calibrações dos primeiros fluxímetros de calor

Calibração Fluxímetros				
Potência Dissipada na Resistência	Medição Normal		Medição Inversa	
	Fluxímetro 1 (V)	Fluxímetro 2 (V)	Fluxímetro 1 (V)	Fluxímetro 2 (V)
0,22 W	0,000835	3,43E-05	4,41E-05	2,75E-04
0,48 W	0,001767	7,47E-05	9,77E-05	6,46E-04
0,84 W	0,003187	0,00014	0,00016	0,001088
1,3 W	0,004692	0,000196	0,000243	0,00168

Fonte: Elaborada pelo autor.

Como a curva de calibração de um fluxímetro é linear, com os dados mostrados na tabela C.1, é feito um conjunto de equações.

A Tabela C.2 apresenta todos os coeficientes encontrados para os fluxímetros. Foram calibrados ao todo quinze fluxímetros de calor, embora só tenham sido utilizadas dez unidades, que estão indicadas na tabela com a letra X. A escolha de cada utilizado não levou nenhum critério, mas sim disponibilidade devido a sua fragilidade, pelo quais alguns foram danificados. A sua precisão é de 3% do valor medido, de acordo com o fabricante. Os fluxímetros de calor fornecidos pelo

LMPT-UFSC saíram de mais de um lote de fabricação, o que pode explicar as diferenças obtidas nos valores da constante c para cada transdutor durante a calibração dos mesmos, conforme se pode observar na Tabela C.2.

Tabela C.2 – Calibração dos fluxímetros, coeficientes encontrados.

Coeficientes dos Fluxímetros		
Fluxímetro	Constante (c)	Utilizados
1	240,8	X
2	713,1	X
3	355,6	X
4	4424,1	
5	806,5	X
6	2046,9	X
7	517,5	
8	2311,1	X
9	544,2	X
10	1779,9	X
11	2148,9	
12	1035,3	X
13	676,5	X
14	3796,4	
15	1380,9	

Fonte: Elaborada pelo autor.

C.2 - Calibração dos Termopares

- **Tipo T**

Os termopares do tipo T , que se encontram na entrada e saída do superaquecedor e na entrada e saída da seção de teste foram calibrados pelo fabricante. Os mesmos apresentam incerteza de $0,43\text{ }^{\circ}\text{C}$ para uma faixa de temperatura de 0° a 40°C .

- **Tipo E**

Os termopares do tipo *E*, que compreendem todos que estão em contato com a superfície do perfil MPE que contém oito microcanais. Estes termopares possuem diâmetro de $0,125\text{ mm}$, e foram feitos utilizando solda de estanho para a sua união formando as juntas chamadas juntas quentes, que estarão em contato com a temperatura que se deseja medir. As curvas de calibração dos termopares foram feitas a partir de um setup de calibração montado para tal. Este setup utilizou um banho térmico da marca MICROQUIMICA modelo MQBMP-01, um termômetro de precisão analógico marca INCOTERM, com escala mínima de $0,05\text{ }^{\circ}\text{C}$, um sistema de aquisição de dados AGILENT e uma garrafa térmica com gelo a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Os termopares foram colocados em contato com uma pequena placa de cobre, por onde todos estivessem próximos e agrupados, e então postos no banho térmico. O termômetro de precisão foi posto no banho térmico, onde foi realizada a calibração. A garrafa de gelo utilizada serve como uma temperatura de referência conhecida, por isto um dos termopares foi posto em seu interior. Assim, variou-se a temperatura do banho térmico desde $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ até $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ para que pudesse ser feita a curva de calibração dos termopares. Para a conexão dos termopares com o sistema de aquisição de dados Agilent, foram utilizados cabos de extensão, que fazem com que a junta fria do termopar possa ser “movida” de dentro do equipamento para as juntas.

Assim, sabendo-se que a calibração de um termopar é normalmente uma função linear, e também que o termopar tem como sinal de resposta da temperatura que está em contato com sua junta quente uma tensão, pode-se descrever a sua curva de resposta com a seguinte equação:

$$T - T_{amb} = \alpha V + \beta \quad (\text{C.1})$$

onde T é a temperatura na qual se encontra a junta quente, ou seja, temperatura que se deseja medir, T_{amb} a junta fria, onde se encontra a junta dos termopares com os cabos de extensão. Os coeficientes α e β representam os coeficientes angular e linear da reta, respectivamente.

Para o termopar que está inserido na garrafa térmica em contato com o gelo, chamado termopar de referência, sua equação fica com o seguinte formato:

$$T_{amb} - T_0 = \alpha_0 V_0 + \beta_0 \quad (C.2)$$

onde o sub-índice zero nas variáveis da Equação (C.2) indica os dados obtidos pelo termopar na referência.

Assim, para que se possa retirar T_{amb} da equação, que é um fator normalmente desconhecido e variável, faz-se a diferença entre a Equação C.3 e a Equação C.2, e substituindo-se T_0 por zero, chega-se ao seguinte resultado:

$$T = \alpha V + \beta - \alpha_0 V_0 - \beta_0 \quad (C.3)$$

que resulta em (agrupando os coeficientes β e β_0 e substituindo T_0 por $0^\circ C$):

$$T = \alpha_T (V - V_0) + \beta_T \quad (C.4)$$

Assim, a Equação C.4 é a equação de calibração dos termopares, que é função somente da diferença de potencial medidas no termopar a ser calibrado e no de referência. Embora a curva seja linear, ela pode apresentar pequenos desvios, que fazem com que a incerteza da medição aumente. De modo a aumentar a precisão, pode-se utilizar uma equação exponencial para a calibração, baseada na Equação C.4, e que foi utilizada neste trabalho, uma função exponencial de terceiro grau, conforme segue:

$$T = \alpha_T (V - V_0)^3 + \beta_T (V - V_0)^2 + \gamma_T (V - V_0) + \delta_T \quad (C.5)$$

Os coeficientes encontrados para as curvas estão mostrados na Tabela C.3.

Tabela C.3 – Coeficientes encontrados para os termopares.

T	α_T	β_T	γ_T	δ_T
101	-7,37E+07	1,16E+05	1,68E+04	-1,44E+00
102	-2,52E+08	1,22E+06	2,30E+04	-1,29E+01
103	-5,94E+07	3,86E+04	1,69E+04	-1,05E+00
104	-2,15E+08	9,92E+05	2,34E+04	-1,29E+01
105	-5,38E+07	9,16E+03	1,69E+04	-7,68E-01
106	-4,92E+07	-1,23E+04	1,70E+04	-6,38E-01
107	-4,43E+07	-3,89E+04	1,70E+04	-4,34E-01
108	-4,70E+07	-3,09E+04	1,70E+04	-3,68E-01
109	-4,71E+07	-3,00E+04	1,70E+04	-2,73E-01
110	-4,42E+07	-4,10E+04	1,70E+04	-2,19E-01
111	-3,96E+07	-7,28E+04	1,71E+04	-1,62E-01
112	-3,72E+07	-6,83E+04	1,70E+04	2,29E-02
113	-3,43E+07	-8,90E+04	1,71E+04	-2,52E-03
114	-2,17E+07	-2,01E+05	1,74E+04	-2,53E-01
115	-3,43E+07	-8,36E+04	1,70E+04	1,26E-01
116	-3,26E+07	-8,67E+04	1,70E+04	1,21E-01
117	-3,56E+07	-7,44E+04	1,70E+04	7,63E-02
118	-3,50E+07	-7,91E+04	1,70E+04	1,90E-02
119	-2,74E+07	-9,83E+04	1,70E+04	4,44E-02
301	-6,91E+07	9,84E+04	1,67E+04	-1,02E+00
302	-6,48E+07	7,12E+04	1,68E+04	-8,24E-01
303	-6,33E+07	4,47E+04	1,69E+04	-7,62E-01
304	-5,60E+07	1,98E+04	1,68E+04	-5,12E-01
305	-5,01E+07	-1,16E+04	1,69E+04	-4,11E-01
306	-1,97E+08	7,99E+05	2,36E+04	-1,20E+01
307	-1,46E+08	5,72E+05	2,39E+04	-1,17E+01
308	-3,76E+07	-7,54E+04	1,70E+04	-5,47E-03
309	-3,58E+07	-8,66E+04	1,70E+04	5,62E-02
310	-2,81E+07	-1,20E+05	1,71E+04	1,25E-01
311	-3,08E+07	-1,14E+05	1,71E+04	1,44E-01
312	-2,37E+07	-1,35E+05	1,70E+04	3,00E-01
313	-2,36E+07	-1,38E+05	1,71E+04	2,95E-01
314	-1,88E+07	-2,53E+05	1,75E+04	-1,18E-01
315	-2,50E+07	-2,56E+05	1,76E+04	-2,00E-01
316	-1,91E+07	-1,77E+05	1,72E+04	2,58E-01
317	-1,60E+07	-1,63E+05	1,71E+04	3,91E-01
318	-1,15E+07	-3,08E+05	1,77E+04	-2,66E-01
319	-1,51E+07	-1,66E+05	1,71E+04	2,67E-01

Fonte: Elaborada pelo autor.

Assim como no caso dos fluxímetros de calor, também foram calibrados mais termopares, a fim de manter uma reserva durante a presente pesquisa, do que a quantidade realmente utilizada.

C.2.1 - Incertezas nas Medições dos Termopares

São fontes de incerteza dos termopares: o polinômio de calibração; o sistema de aquisição de dados e o termômetro de precisão analógico. Estas devem ser obtidas de modo a encontrar a incerteza final dos termopares.

Um método de se calcular a incerteza do polinômio é fazer a sua diferenciação para as respectivas variáveis. Assim, derivando a Equação C.6 tanto para T como para T_0 (referência) resulta em:

$$\frac{\partial T}{\partial V} = 3\alpha(V - V_0)^2(1) + 2\beta(V - V_0)(1) + \gamma \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{\partial T}{\partial V_0} = 3\alpha(V - V_0)^2(-1) + 2\beta(V - V_0)(-1) - \gamma \quad (\text{C.7})$$

A incerteza que ocorre devido ao sistema de aquisição de dados de acordo com o fabricante Agilent é descrito a partir das seguintes equações:

$$dV = 0,005V + 0,004 \quad (\text{C.8})$$

$$dV_0 = 0,005V_0 + 0,004 \quad (\text{C.9})$$

Assim, fazendo-se a simplificação das Equações C.8 e C.9, e seguindo-se à adequação para a escala de 100 mV (escala de leitura do Agilent), resulta que:

$$dV = 5e - 5V + 4e - 6 \quad (\text{C.10})$$

$$dV_0 = 5e - 5V_0 + 4e - 6 \quad (\text{C.11})$$

Então, a precisão do polinômio é dita como sendo:

$$dT_V = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial V} dV\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial V_0} dV_0\right)^2} \quad (C.12)$$

A precisão do termômetro analógico de precisão é obtida pela menor escala dividida por dois ($0,05^\circ\text{C}$) e a resolução visual de um termômetro comum ($0,1/2\sqrt{3}$), de acordo com o fabricante. Assim a equação da precisão para o termômetro é:

$$dT_T = \sqrt{(0,05)^2 + \left(\frac{0,1}{2\sqrt{3}}\right)^2} \quad (C.13)$$

A incerteza relacionada ao erro encontrado entre a diferença das medições dos termopares e a temperatura medida pelo termômetro é calculado pela Equação C.14, como um desvio padrão:

$$dT_D = \sqrt{\left(\frac{1}{n-1}\right) \sum_{i=1}^n (T - T_T)^2} \quad (C.14)$$

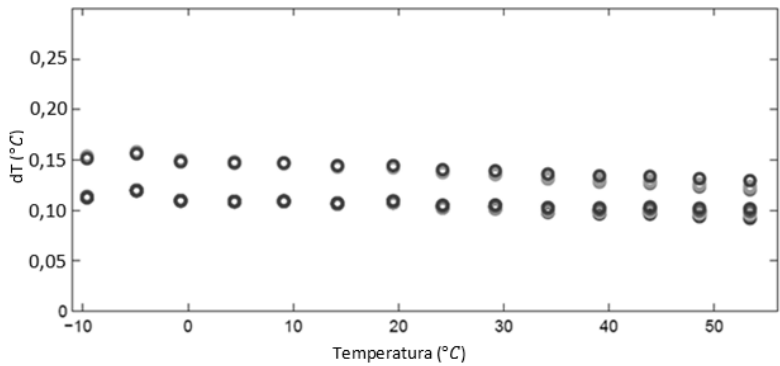
Onde n é o número de pontos na aquisição, T é a temperatura calculada pelo polinômio e T_T a temperatura obtida pelo termômetro. Para as calibrações, foram feitos intervalos com um total de $n = 600$ aquisições cada.

Assim, a incerteza total calculada somando-se todas as parcelas anteriores mostradas resulta em:

$$dT = \sqrt{(dT_V)^2 + (dT_T)^2 + (dT_D)^2} \quad (C.15)$$

A incerteza total calculado para todas as medições é mostrada na Figura C.6. Então, pode-se dizer que a incerteza média calculada para todas as medições dos termopares, de acordo com a Figura C.6, é igual a $dT = \pm 0,15^\circ\text{C}$ da temperatura medida.

Figura C.6 – Gráfico de erro dos termopares.



Fonte: Elaborado pelo autor.